

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Ecole Nationale Polytechnique



Département : hydraulique
Laboratoire de Recherche des Sciences de l'Eau

Mémoire de projet de fin d'études
Pour l'obtention du diplôme d'ingénieur d'état en hydraulique

Étude expérimentale des écoulements à surface libre dans un convergent avec extension en marches d'escalier

Mohamed Tahar BOUDJEMIA

Et

Abderrahmane Arab TOUATI

Sous la direction de

Mr. Nasser Eddine NEBBACHE, M.A.A.

Et

Mme Meriem CHETIBI, Ingénieur d'état

Présentée et soutenue publiquement le (20/06/2016)

Composition du Jury :

Président	Mr .Ahmed KETTAB, Professeur
Rapporteur	Mr Nasser Eddine NEBBACHE, M.A.A.
Co-rapporteur	Mme Meriem CHETIBI, Ingénieur d'état
Examineur	Mr. Salim BENZIADA, M.A.A

ENP 2016

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Ecole Nationale Polytechnique



Département : hydraulique
Laboratoire de Recherche des Sciences de l'Eau

Mémoire de projet de fin d'études
Pour l'obtention du diplôme d'ingénieur d'état en hydraulique

Étude expérimentale des écoulements à surface libre dans un convergent avec extension en marches d'escalier

Mohamed Tahar BOUDJEMIA

Et

Abderrahmane Arab TOUATI

Sous la direction de

Mr. Nasser Eddine NEBBACHE, M.A.A.

Et

Mme Meriem CHETIBI, Ingénieur d'état

Présentée et soutenue publiquement le (20/06/2016)

Composition du Jury :

Président	Mr .Ahmed KETTAB, Professeur
Rapporteur	Mr Nasser Eddine NEBBACHE, M.A.A.
Co-rapporteur	Mme Meriem CHETIBI, Ingénieur d'état
Examineur	Mr. Salim BENZIADA, M.A.A

ENP 2016

Remerciement

Cette thèse n'aurait jamais vu le jour sans l'aide de DIEU, le tout puissant, pour nous avoir donné la santé, le courage, la patience, la volonté et la force nécessaires, pour venir à bout de toutes les difficultés que nous avons dû croiser tout le long de notre chemin d'études.

Nous tenons à témoigner notre sincère reconnaissance à notre promoteur Mr NEBBACHE et à notre Co-promoteur M^{lle} M.CHETIBI pour leurs aides précieuses, leurs conseils, leurs disponibilités et leurs suivis minutieux de notre travail ce qui nous a permis de bien le mener

Nous sommes également reconnaissants envers M^{elle} S.BENMAMAR pour son aide précieuse et ces remarques pertinentes qui nous ont beaucoup inspirées

Nous tenons à remercier Mr. Pr. Ahmed KETTAB pour avoir accepté d'être Président de nôtres jurys de Thèse. Nous remercions Mr BENZIADA Salim d'avoir accepté d'examiner notre travail.

Nos remerciements à tous les enseignants du département, pour la formation qu'ils nous ont donné durant les 3 années de spécialité. Merci à toute personne qui a contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce projet que ce soit par son amitié, ses conseils ou son soutien moral ou physique

Nos remerciements aussi à Mme Souag de l'USTHB, pour son aide le long de notre travail

Dédicace

Je dédie ce projet

*A ma chère maman qui n'a jamais cessé de ménager ses efforts
Pour que j'atteigne ce niveau.
Ni sacrifices, ni privations ne l'ont empêché
D'accomplir son devoir de mère soucieuse de l'avenir de ses enfants*

*A mon cher père et mon cher grand père qui m'ont énormément
inspiré le long de ma vie et qui auraient été fier de moi en ce moment*

*A mes frères Walid, Samir et Ayoub, et mes sœurs Sarah et Hala qui
représentent tout pour moi*

*A tous mes oncles et tantes en particulier Yacine, Mourad, Nabila et
Faiza qui ont été toujours là pour moi*

*A mes chers Nassim et Abdelhak et tous mes amis Kamal, Chawki,
Ghano, Walid, et Amine*

*A toute la promo hydraulique en particulier Assam, Abdelhak, et
Toufik*

A mon binôme Abderrahmane

A tous ceux qui me sont chers et proches,

Mohamed

Je dédie ce projet

*A ma chère maman qui n'a jamais cessé de ménager ses efforts
Pour que j'atteigne ce niveau.*

*Ni sacrifices, ni privations ne l'ont empêché
D'accomplir son devoir de mère soucieuse de l'avenir de ses enfants*

*A mon cher père qui ne m'a jamais laissé seul dans cette route pour
atteindre ce niveau malgré tous les obstacles et problèmes que j'ai eu*

*A ma chère grand-mère et ma chère tante Farida qui m'ont
énormément inspiré le long de ma vie et qui auraient été fier de moi
en ce moment*

*A mes frères Karim, Hakim, Rayane et Ilyes qui représentent tout
pour moi*

*A tous mes oncles et tantes en particulier Omar, Djamila, qui ont été
toujours là pour moi*

*A mes chers Mohamed, Lyes et Mustapha et tous mes amis Billel,
Walid, Karim, Sofiane, Saddek, Chawki, et Mehdi*

*A toute la promo hydraulique et en particulier Assam, Abdelhak, et
Toufik*

*A tous les arbitres de la ligue régionale et tous les membres du
bureau de ligue et en particulier Nacer, Cherif, Mohamed, Sidali*

A mon binôme Mohamed

A tous ceux qui me sont chers et proches,

Abderrahmane

ملخص

امام تعقيد التدفقات ذات السطح الحر في القنوات ذات الهندسة المعقدة، تبقى النماذج المصغرة بمثابة الوسيلة الأنسب لدراسة مختلف الظواهر التي تحدث بسبب هذه التعقيدات. قمنا بسلسلة من التجارب على نموذج مصغر يتكون أساساً من قناة متقاربة تلحق بها قناة ذات سطح مدرج. من أجل تحقيق الدراسة الحالية اخذنا بعين الاعتبار ثلاثة متغيرات: زاوية ميلان القناة المتقاربة، زاوية ميلان القناة ذات السطح المدرج والتدفقات. القياسات المأخوذة عموماً هي الارتفاع، الضغط والسرعة. قمنا بمقارنة جزء من نتائجنا مع نتائج أخرى سابقة أجريت على نفس النموذج الذي عملنا عليه من أجل إضفاء الصلاحية عليها. وفي الأخير قمنا بعرض نتائجنا مصحوبة بتفسيرات علمية مع استخلاص النتائج المهمة.

كلمات مفتاحية: قناة متقاربة – قناة ذات سطح مدرج - تدفق – ميلان القناة – تشتيت الطاقة – تتابع الموجات – موجة عكسية.

Abstract

In front of the complexity of free surface flows in a variable geometry channels, the scale models remain a key tool to study the different phenomena with happen because of these complexities. We made series of experiments on a channel model converge with extension of stepped spillways. To perform this study, we have considered three variants: the channel inclination angle, the stepped spillways inclination angle and the flow. The measures taken are essentially: the height, the pressure and the velocity. Some of the results were compared with older results on the same model that has worked to validate them. Eventually we have presented our results including a scientific interpretation drawing important results.

Keyword: converging channel – stepped spillways – incline – dissipation of energy – flow – wave fronts – return wave

Résumé

Devant la complexité des écoulements à surface libre dans des canaux à géométries complexes, les modèles réduits restent un outil privilégié pour l'étude des différents phénomènes qui se produisent suite à ces complexités. Nous avons fait des séries d'expérimentations sur une maquette du canal convergent avec extension en marches d'escalier. Pour réaliser la présente étude, nous avons pris en considération trois variantes : l'angle d'inclinaison du canal convergent, l'angle d'inclinaison des marches d'escalier et le débit. Les mesures prises sont essentiellement : la hauteur, la pression et la vitesse. Une partie des résultats obtenus ont été comparé avec d'autres résultats plus anciens obtenus sur la même maquette qu'on a travaillé avec pour les valider. A la fin nous avons présenté nos résultats accompagnés d'une interprétation scientifique en tirant des conclusions importantes.

Mots clés : canal convergent - canal en marches d'escalier – débit – pente du canal – dissipation d'énergie – front d'onde – onde de retour.

Table des matières

Liste des figures	13
Liste des tableaux.....	20
Introduction générale	21
Chapitre 1 : Caractéristiques des écoulements	23
1. Introduction.....	23
2. Types d'écoulement	23
2.1. Variabilité dans le temps	23
2.2. Variabilité dans l'espace	24
3. Géométrie des canaux.....	25
4. Régimes d'écoulements	26
4.1. Notion d'onde de choc/onde de gravité.....	27
4.2. Le ressaut hydraulique	29
4.2.1. Profondeurs conjuguées.....	32
4.2.2. Perte d'énergie.....	33
4.2.3. Longueur du ressaut	33
4.3. Le nombre de Reynolds	33
5. Distribution des vitesses et des pressions.....	34
5.1. Représentation 1D, 2D et 3D	34
5.2. Les contraintes de cisaillement.....	35
5.3. Détermination du profil de vitesse	37
5.4. Mesure des champs de vitesse	38
5.2. Répartition de la pression.....	41
6. Types de canaux.....	42
6.1. Canal non prismatique.....	43
6.2. Instabilité à la surface	43
6.3. Canal a largeur variable	43
6.4. Contraction d'un canal	44
6.4.1. Contraction en forme d'entonnoir	44
6.4.2. Contraction en forme d'éventail.....	45
6.5. Elargissement d'un canal.....	46

7.	Les coursiers en marches d'escalier.....	47
7.1.	Régimes d'écoulement sur un coursier en marches d'escalier	47
7.2.	Aération de l'écoulement	52
7.3.	Les risques de cavitation.....	53
8.	Conclusion	53
Chapitre 2 : Etat d'art.....		55
1.	Introduction.....	55
2.	Les canaux en marches d'escalier	55
2.1.	Travaux de Pr Chanson, 1995 -2015.....	56
2.2.	Travaux de Pr Saâdia Benmamar, 2006.....	57
2.3.	Travaux de SILVESTRI Aurélien, 2011-2012.....	58
2.4.	Travaux Stefan Felder et Hubert Chanson, 2014.....	59
2.5.	Travaux de Kharbache Khadîdja, 2015	61
3.	Les canaux en transition convergente.....	62
3.1.	Travaux de Pr Berrekssi (1993-2012).....	62
3.2.	Travaux de S.Kocaman et H.O.Cagatay, 2012	65
4.	Conclusion	66
Chapitre 3 : Installation expérimentale		68
1.	Introduction.....	68
2.	Présentation du modèle expérimental	68
2.1.	Réservoir	69
2.2.	Premier Canal prismatique	70
2.3.	La transition.....	70
2.4.	Le deuxième canal prismatique.....	71
2.5.	Un canal en marches d'escalier	71
3.	Technique de mesure.....	72
3.1.	Mesure du débit	72
3.2.	Mesure de la pression.....	73
3.3.	Mesure de la hauteur	75
3.4.	Mesure de la vitesse.....	75
4.	Canevas de mesure	76
5.	Incertitudes de mesure	77

6.	Conclusion	79
	Chapitre 4 : Comparaison des résultats.....	80
1.	Introduction.....	80
2.	Les hauteurs	80
2.1.	Premier cas : pente du canal $\alpha = 0^\circ$	80
2.2.	Deuxième cas : pente du canal $\alpha = 5^\circ$	82
3.	Les pressions.....	85
3.1.	Premier cas : pente du canal $\alpha = 0^\circ$	85
3.2.	Deuxième cas : pente du canal $\alpha = 5^\circ$	87
4.	Conclusion	91
	Chapitre 5 : Résultats et interprétation	92
	Partie 1 : Le canal principal.....	92
1.	Pente du canal $\alpha=0^\circ$	92
1.1.	Débit Q_1	92
1.2.	Débit Q_2	93
1.3.	Débit Q_3	94
1.4.	Débit Q_4 :	95
1.5.	Conclusion.....	96
2.	Pente du canal $\alpha = 5^\circ$	97
2.1.	Pour Q_1	97
2.2.	Pour Q_2	98
2.3.	Pour Q_3	99
2.4.	Pour Q_4	101
2.5.	Conclusion.....	102
3.	Pente du canal $\alpha = 10^\circ$	103
3.1.	Débit Q_1	103
3.2.	Débit Q_2	104
3.3.	Débit Q_3 :	105
3.4.	Débit Q_4	106
3.5.	Conclusion	107
	Parti 2 : Les marches d'escalier	108
1.	Introduction	108

2.	Pente des marches d'escalier $\beta = 0^\circ$	110
2.1.	Phénomène observés sur les marches d'escaliers	110
2.1.1.	Pour Q_1	110
2.1.2.	Pour Q_2	111
2.1.3.	Pour Q_3	112
2.1.4.	Pour Q_4	113
2.2.	Les profondeurs d'eau dans les marches d'escalier	114
2.2.1.	Pour Q_1	114
2.2.2.	Pour Q_2	116
2.2.3.	Pour Q_3	117
2.2.4.	Pour Q_4	119
2.3.	Conclusion	120
3.	Pente des marches d'escalier $\beta = 22.5^\circ$	121
3.1.	Phénomène observés sur les marches d'escaliers	121
3.1.1.	Pour Q_1	121
3.1.2.	Pour Q_2	122
3.1.3.	Pour Q_3	124
3.1.4.	Pour Q_4	125
3.2.	Les profondeurs d'eau dans les marches d'escalier	127
3.2.1.	Pour Q_1	127
3.2.2.	Pour Q_2	128
3.2.3.	Pour Q_3	129
3.2.4.	Pour Q_4	130
4.	Pente des marches d'escalier $\beta = 45^\circ$	132
4.1.	Phénomène observés sur les marches d'escaliers	132
4.1.1.	Pour Q_1	132
4.1.2.	Pour Q_2	133
4.1.3.	Pour Q_3	135
4.1.4.	Pour Q_4	136
4.2.	Les profondeurs d'eau dans les marches d'escalier	138
4.2.1.	Pour Q_1	138
4.2.2.	Pour Q_2	139
4.2.3.	Pour Q_3	140

4.2.4.	Pour Q_4	141
4.3.	Conclusion	142
Chapitre 6 : Vitesses et énergies		143
1.	Introduction.....	143
2.	Les vitesses dans M1 et M2.....	143
2.1.	Pour Q_1	143
2.2.	Pour Q_2	146
2.3.	Pour Q_3	149
2.4.	Pour Q_4	152
3.	Calcul de la dissipation d'énergie	155
3.1.	Résultats obtenus.....	155
4.	Conclusion	159
Conclusion générale		160
Bibliographie.....		161

Liste des figures

Figure 1. Variabilité d'un écoulement dans le temps	23
Figure 2. Variabilité d'un écoulement dans l'espace	24
Figure 3. Les types d'écoulement	24
Figure 4. Un canal	25
Figure 5. Schéma représentant les différents régimes d'écoulement	26
Figure 6. Approximation du nombre de Froude et de la hauteur critique	29
Figure 7. Schéma représentatif des différents termes	29
Figure 8. Ressaut ondulé	30
Figure 9. Ressaut faible	30
Figure 10. Ressaut oscillant	31
Figure 11. Ressaut établi	31
Figure 12. Ressaut fort	31
Figure 13. Écoulement tridimensionnel	34
Figure 14. Écoulement bidimensionnel.....	34
Figure 15. Écoulement unidimensionnel.....	35
Figure 16. La répartition verticale des contraintes tangentielles.....	37
Figure 17. Profil de la vitesse.....	38
Figure 18. Répartition des sections de mesure de vitesse	38
Figure 19. Différentes méthodes de calcul de la vitesse moyenne U	39
Figure 20. Distribution de la vitesse dans le plan et longitudinale	40
Figure 21. Répartition vectorielle du système.....	41
Figure 22. Système a courbure convergente et divergente.....	42
Figure 23. Courrant concave et courant convexe	42
Figure 24. Schématisation de l'écoulement dans une contraction de canal d'après Ipen et Dawson, 1951	44
Figure 25. Conception d'une contraction de canal en forme d'entonnoir d'après Ipen et Dawson, 1951.....	45
Figure 26. Contraction en forme d'éventail	46
Figure 27. Elargissement de Rouse	47
Figure 28. Les 3 types d'écoulement en nappes	48
Figure 29: Zones de recirculation dans le régime d'écoulement en mousse	49

Figure 30: Développement d'un écoulement diphasique le long d'un coursier en marches d'escalier à forte pente constante équipé d'un seuil vanné (Chanson, 1994a, p. 68).	49
Figure 31: Développement d'un écoulement diphasique dans un long canal à forte pente constante (Hager et al., 2009, p. 363).	50
Figure 32: Régimes d'écoulement sur un coursier en marches d'escalier en fonction de son inclinaison θ et du rapport entre la hauteur des marches s et la hauteur critique dc - (Ohtsu & Yasuda, 1997).	51
Figure 33. Mécanisme de l'entraînement d'air dans un écoulement à grande vitesse : a) la haute turbulence crée des composantes latérales importantes et b) l'éjection des gouttes d'eau dans l'air qui en retombant, c) l'ouverture de la surface liquide; d) cette dernière, en se refermant, emprisonne de l'air avec la goutte qui reste dans l'eau à cause de la haute turbulence : un écoulement diphasique est dès lors créé - (Hager & Schleiss, 2009, p.361).	53
Figure 34 .Comparaison de la position du point de début d'eau blanche (chenal aval dans sa position I, pour $Q = 30$ l/s) - gauche : seuil libre standard, centre : PKW1 et droite : PKW2.	59
Figure 35 .Configurations des coursiers en marche d'escalier uniforme et non uniforme	60
Figure 36 . Dispositif expérimental	61
Figure 37 .Rétrécissement rectiligne symétrique	63
Figure 38 .Elargissement progressif (élargissement de rouse)	63
Figure 39 .Elargissement rectiligne symétrique	63
Figure 40 .Schéma de l'installation expérimentale, longueur en (cm)	66
Figure 41 .Image des ondes croisées à l'aval de la contraction	66
Figure 42. Schéma du dispositif expérimental	69
Figure 43. Dimensions du canal	69
Figure 44. Photo de réservoir	70
Figure 45. Photo de premier canal prismatique et de canal convergent	71
Figure 46. Photo du deuxième canal prismatique	71
Figure 47. Photo du canal en marches d'escalier	72
Figure 48. Photo du réservoir avec lequel on mesure le débit	73
Figure 49. Distribution des prises de pression	74
Figure 50. Photo de prises de pression	74
Figure 51. Photo de limnimètre	75
Figure 52. Photos de dispositif de mesure de la vitesse	76
Figure 53. Procédure du travail	77
Figure 54. La surface libre le long de l'axe central dans le convergent pour $\alpha = 0^\circ$, BOUDJEMIA et TOUATI, 2016	80

Figure 55. La surface libre le long de l'axe central dans le convergent pour $\alpha= 0^\circ$, LABIOD et KEBOUCHE, 1998	81
Figure 56. La surface libre le long de la paroi dans le convergent pour $\alpha= 0^\circ$,	81
Figure 57. La surface libre le de la paroi latérale dans le convergent pour $\alpha= 0^\circ$, LABIOD et KEBOUCHE, 1998	82
Figure 58. La surface libre le long de l'axe central dans le convergent pour $\alpha= 5^\circ$, BOUDJEMIA et TOUATI 2016	82
Figure 59. La surface libre le long de l'axe central dans le convergent pour $\alpha= 5^\circ$,	83
Figure 60. La surface libre le long de la paroi latérale dans le convergent pour $\alpha = 5^\circ$, BOUDJEMIA et TOUATI, 2016	83
Figure 61. La surface libre le long de la paroi latérale dans le convergent pour $\alpha = 5^\circ$,	84
Figure 62. La pression le long de l'axe central pour $\alpha = 0^\circ$	85
Figure 63. La pression le long de la paroi latérale pour $\alpha = 0^\circ$	85
Figure 64. La pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale pour	86
Figure 65. La pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale (Q = 5 l/s), LABIOD et KEBOUCHE, 1998	86
Figure 66. La pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale pour	87
Figure 67. La pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale (Q = 8,5 l/s), LABIOD et KEBOUCHE, 1998	87
Figure 68. La pression le long de l'axe central pour $\alpha = 5^\circ$	87
Figure 69. La pression le long de la paroi latérale pour $\alpha = 5^\circ$	88
Figure 70. La pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale pour	88
Figure 71. La pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale pour Q = 5 l/s, LABIOD et KEBOUCHE, 1998	89
Figure 72. La hauteur et la pression le long de l'axe et de la paroi pour Q=5 l/s.	89
Figure 73. La pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale pour (Q3= 5,5 l/s), BOUDJEMIA et TOUATI, 2016	90
Figure 74. La pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale pour Q = 8.5 l/s, LABIOD et KEBOUCHE, 1998	90
Figure 75. La hauteur et la pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale pour Q = 8.5 l/s. HADDAD, 2001	91
Figure 76. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q1	92
Figure 77. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q1	92
Figure 78. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q2	93
Figure 79. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q2	93
Figure 80. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q3	94

Figure 81. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q3	94
Figure 82. L'allure de la profondeur le long de l'axe centrale à Q4	95
Figure 83. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q4.....	95
Figure 84. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q1	97
Figure 85. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q1.....	97
Figure 86 . L'onde de retour causée par les marches à Q1	98
Figure 87. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q2	98
Figure 88. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q2	99
Figure 89. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q3	99
Figure 90. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q3.....	100
Figure 91. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q4	101
Figure 92. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q4.....	101
Figure 93.L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q1	103
Figure 94.L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q1.....	103
Figure 95.L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q2.....	104
Figure 96.L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q2.....	105
Figure 97.L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q3.....	105
Figure 98.L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q3.....	106
Figure 99. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q4.....	106
Figure 100. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q4.....	107
Figure 101. Les marches d'escalier à la position horizontale $\beta = 0^\circ$	108
Figure 102. Les marches d'escaliers à la position $\beta = 22,5^\circ$	108
Figure 103. Les marches d'escalier à la position $\beta = 45^\circ$	109
Figure 104. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q1 à $\alpha = 5^\circ$	110
Figure 105. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q1 à $\alpha = 10^\circ$	110
Figure 106 . L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q2 à $\alpha = 0^\circ$	111
Figure 107 . L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q2 à $\alpha = 5^\circ$	111
Figure 108. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q2 à $\alpha = 10^\circ$	112
Figure 109. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q3 à $\alpha = 5^\circ$	112
Figure 110. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q3 à $\alpha = 10^\circ$	113
Figure 111. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q4 à $\alpha = 5^\circ$	113
Figure 112. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q4 à $\alpha = 10^\circ$	114

Figure 113. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q ₁	114
Figure 114. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q ₁	115
Figure 115. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q ₂	116
Figure 116. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q ₂	116
Figure 117. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q ₃	117
Figure 118. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q ₃	118
Figure 119. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q ₄	119
Figure 120. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q ₄	119
Figure 121. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q ₁ à $\alpha=0^\circ$	121
Figure 122. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q ₁ à $\alpha = 5^\circ$	121
Figure 123. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q ₁ à $\alpha = 10^\circ$	122
Figure 124. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q ₂ à $\alpha = 0^\circ$	122
Figure 125. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q ₂ à $\alpha = 5^\circ$	123
Figure 126. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q ₂ à $\alpha = 10^\circ$	123
Figure 127. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q ₃ à $\alpha = 0^\circ$	124
Figure 128. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q ₃ à $\alpha = 5^\circ$	124
Figure 129. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q ₃ à $\alpha = 10^\circ$	125
Figure 130. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q ₄ à $\alpha = 0^\circ$	125
Figure 131. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q ₄ à $\alpha = 5^\circ$	126
Figure 132. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q ₄ à $\alpha = 10^\circ$	126
Figure 133. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q ₁	127
Figure 134. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q ₁	127
Figure 135. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q ₂	128
Figure 136. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q ₂	128
Figure 137. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q ₃	129
Figure 138. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q ₃	129
Figure 139. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q ₄	130
Figure 140. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q ₄	130
Figure 141. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q ₁ à $\alpha = 0^\circ$	132
Figure 142. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q ₁ à $\alpha = 5^\circ$	133
Figure 143. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q ₁ à $\alpha = 10^\circ$	133
Figure 144. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q ₂ à $\alpha = 0^\circ$	134

Figure 145 .L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_2 à $\alpha = 5^\circ$	134
Figure 146.L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_2 à $\alpha = 10^\circ$	135
Figure 147.L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_3 à $\alpha = 0^\circ$	135
Figure 148. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_3 à $\alpha = 5^\circ$	136
Figure 149. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_3 à $\alpha = 10^\circ$	136
Figure 150.L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_4 à $\alpha = 0^\circ$	137
Figure 151. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_4 à $\alpha = 5^\circ$	137
Figure 152. . L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_4 à $\alpha = 10^\circ$	137
Figure 153. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_1	138
Figure 154. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q_1	138
Figure 155. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_2	139
Figure 156. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q_2	139
Figure 157. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_3	140
Figure 158. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q_3	140
Figure 159. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_4	141
Figure 160. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q_4	141
Figure 161. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=0^\circ$	143
Figure 162. . L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=5^\circ$	143
Figure 163. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=10^\circ$	144
Figure 164. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=0^\circ$	144
Figure 165. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=5^\circ$	145
Figure 166. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=10^\circ$	145
Figure 167. L'allure des vitesses au point1 pour $\alpha=0^\circ$	146
Figure 168. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=5^\circ$	146
Figure 169. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=10^\circ$	147
Figure 170. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=0^\circ$	147
Figure 171. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=5^\circ$	148
Figure 172. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=10^\circ$	148
Figure 173. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=0^\circ$	149
Figure 174. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=5^\circ$	149
Figure 175. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=10^\circ$	150
Figure 176. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=0^\circ$	150

Figure 177. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=5^\circ$	151
Figure 178. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=10^\circ$	151
Figure 179. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=0^\circ$	152
Figure 180. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=5^\circ$	152
Figure 181. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=10^\circ$	153
Figure 182. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=0^\circ$	153
Figure 183. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=5^\circ$	154
Figure 184. L'allure des vitesses au point M2 pour.....	154

Liste des tableaux

Tableau 1. Taux de dissipation d'énergie à l'axe central pour Q_1	155
Tableau 2. Taux de dissipation d'énergie à la paroi latérale pour Q_1	155
Tableau 3. Taux de dissipation d'énergie à l'axe central pour Q_2	156
Tableau 4. Taux de dissipation d'énergie à la paroi latérale pour Q_2	156
Tableau 5. Le taux de dissipation d'énergie à l'axe central pour Q_3	157
Tableau 6. Le taux de dissipation d'énergie à la paroi latérale pour Q_3	157
Tableau 7. Le taux de dissipation d'énergie à l'axe central pour Q_4	158
Tableau 8. Le taux de dissipation d'énergie à la paroi latérale pour Q_4	158

Introduction générale

Les écoulements à surface libre sont souvent rencontrés dans des canaux naturels (rivière, fleuve...etc.) ou artificiels, ces derniers sont construits par l'homme pour améliorer certaines fonctions telles que le transport d'eau, l'adduction et l'évacuation, le drainage. Leurs formes sont généralement assez régulières par rapport aux ceux naturels c'est pour cela que l'application de la théorie donne des résultats réalistes

L'étude de l'écoulement dans des canaux à ciel ouvert porte un intérêt majeur dans le domaine de l'hydraulique. Cet écoulement devient plus complexe et difficile à prévoir avec tout changement de section d'un canal (rétrécissement ou élargissement) : tout changement de l'inclinaison du lit d'un canal et même tout changement de la forme du fond du canal entraîne des perturbations au niveau de la surface libre, qui provoquent la création des ondes et même une modification de la forme de la ligne d'eau.

La complexité de ces écoulements nécessite de disposer des outils puissants pour l'étude des phénomènes présents, soit par modélisation numérique soit par modélisation physique (expérimentation).

La présente étude consiste à déterminer expérimentalement sur un modèle réduit composé d'un canal convergent à l'amont en extension avec un coursier en marches d'escalier à l'aval. L'allure des profondeurs d'eau, de la pression, et des vitesses sera étudiée, en faisant intégrer les trois variantes :

- L'angle d'inclinaison du canal convergent α ,
- L'angle d'inclinaison du coursier en marches d'escalier β ,
- Le débit.

Ce mémoire regroupe en plus d'une introduction générale six chapitres.

Dans le premier chapitre, nous introduisons les notions de bases, sur les écoulements à surface libre dans des canaux en marches d'escalier en faisant un rappel sur les différents régimes d'écoulement qui apparaissent.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons des études expérimentales et numériques effectuées récemment sur les écoulements dans des coursiers en marches d'escalier ainsi que sur les écoulements dans les transitions.

Le troisième chapitre est consacré essentiellement à la présentation du dispositif expérimental sur lequel nous effectuons nos expériences, les dimensions de chaque élément, l'appareillage et les techniques de mesure, les points de prélèvement et la procédure du travail ont été mentionné.

Dans le quatrième chapitre, une comparaison est faite avec une autre étude effectuée précédemment sur notre modèle expérimental

Dans le cinquième chapitre, nous exposons les phénomènes observés pendant la longue période d'essai, les résultats expérimentaux (les allures de la profondeur d'eau, de la pression et de la vitesse le long de l'axe central et le long de la paroi latérale) ont été mentionné, puis un calcul de la dissipation d'énergie a été effectué.

Le sixième chapitre est consacré à la présentation des vitesses et le calcul de la dissipation d'énergie.

Toutes allures, mesures et calcul sera suivie d'un commentaire qui donne une explication logique et une interprétation scientifique des résultats expérimentaux, avec l'extraction des conclusions intéressantes dans le cinquième chapitre.

Nous terminerons notre travail par une conclusion qui englobera les principaux résultats tirés le long du travail

Chapitre 1 : Caractéristiques des écoulements

1. Introduction

Ce chapitre constitue un résumé des bases hydrodynamiques des écoulements à surface libre. Dans les canaux, on peut répartir les écoulements en écoulement stationnaire ou non stationnaire. Cet écoulement peut varier graduellement ou rapidement en fonction de la géométrie du lieu.

Donc, tout changement de section ou de direction du canal (élargissement ou rétrécissement) provoque des perturbations.

Dans les marches d'escalier, on peut distinguer trois types d'écoulements : régime d'écoulement en nappe, de transition *et* en mousse.

2. Types d'écoulement

On peut définir les écoulements suivants la variabilité des caractéristiques hydrauliques tels que le tirant d'eau et la vitesse en fonction du temps et de l'espace.

2.1. Variabilité dans le temps

Le mouvement est permanent (ou stationnaire) si les vitesses U et la profondeur h restent invariables dans le temps en grandeur et en direction. Le mouvement est non permanent dans le cas contraire.

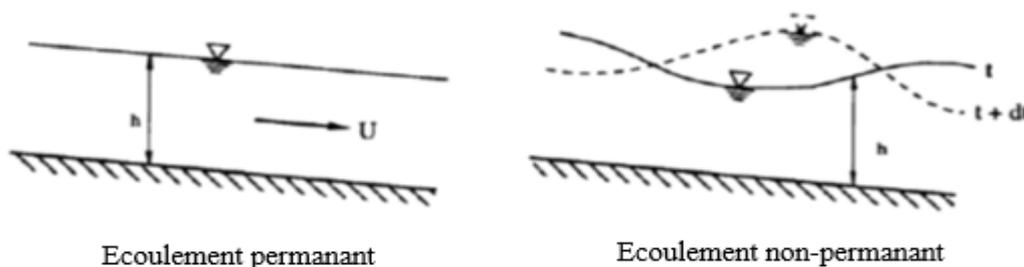


Figure 1. Variabilité d'un écoulement dans le temps

Au sens strict, l'écoulement dans les canaux est rarement permanent. Néanmoins les variations temporelles sont, dans certains cas, suffisamment lentes pour que l'écoulement puisse être considéré comme une succession de régime permanent. On peut alors définir ainsi le régime quasi-permanent.

2.2. Variabilité dans l'espace

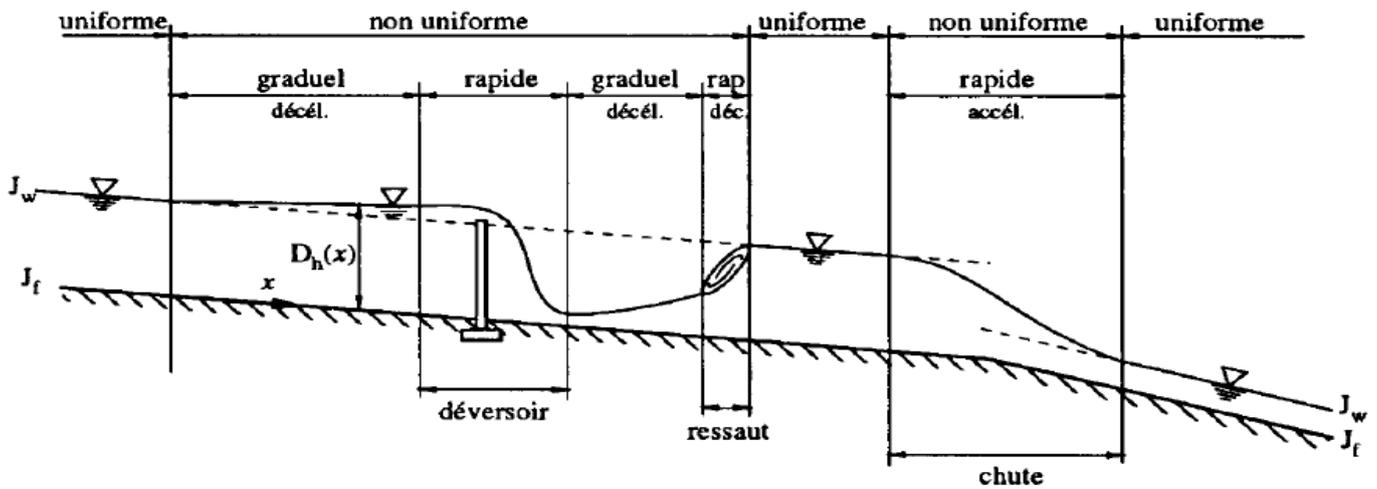


Figure 2. Variabilité d'un écoulement dans l'espace

- Le mouvement est uniforme si les paramètres caractérisant l'écoulement restent invariables dans les diverses sections du canal. La ligne de la pente du fond est donc parallèle à la ligne de la surface libre.
- Le mouvement est non-uniforme ou varié si les paramètres caractérisant l'écoulement changent d'une section à l'autre. La pente de la surface libre diffère de celle du fond.
- Un écoulement non-uniforme peut être accéléré ou décéléré suivant que la vitesse croît ou décroît dans le sens du mouvement.
- Lorsque le mouvement est graduellement varié, la profondeur ainsi que les autres paramètres varient lentement d'une section à l'autre.
- Lorsque le mouvement est rapidement varié, les paramètres caractérisant l'écoulement changent brusquement, parfois avec des discontinuités. Cela se manifeste en général au voisinage d'une singularité, telle qu'un seuil, un rétrécissement, un ressaut hydraulique ou une chute brusque.

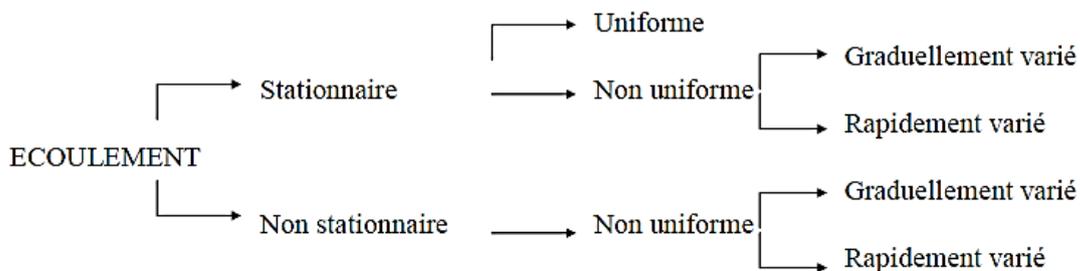


Figure 3. Les types d'écoulement

3. Géométrie des canaux

Dans ce chapitre nous allons définir les grandeurs géométriques les plus utilisées permettant de caractériser l'écoulement.

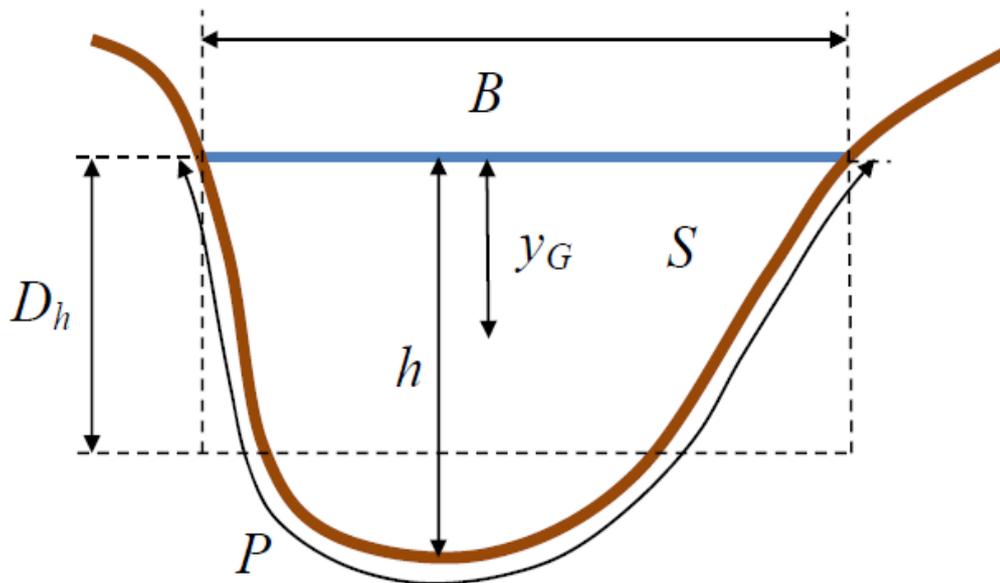


Figure 4. Un canal

- La section transversale d'un canal est la section plane normale à la direction de l'écoulement.
- La surface mouillée, S , est la portion de la section occupée par le fluide dans la section du canal.
- Le périmètre mouillé, P , est formé par la longueur de la ligne de contact entre la surface mouillée et les parois de la section (la largeur de la surface libre n'entre pas en compte).
- Le rayon hydraulique est donné par : $R_h = S/P$.
- La largeur superficielle ou largeur au miroir, B , est la largeur du canal au niveau de la surface libre. $B = dS/dh$
- La profondeur hydraulique est donnée par : $D_h = S/B$
- La pente, I , varie environ de quelques %.
- La position du centre de gravité y_G par rapport à la surface libre.

$$\text{Moment statique : } S_{y_G} = \int_0^h (h - z)B(z)dz$$

4. Régimes d'écoulements

Dans les rivières ou les canaux à ciel ouvert, la surface libre peut prendre des formes différentes. Pour un débit donné, la profondeur peut être grande et la vitesse de l'eau faible à un certain endroit, le régime d'écoulement est alors dit fluvial. Ailleurs au contraire, la profondeur peut être faible et la vitesse grande, le régime est alors dit torrentiel. Les transitions d'un régime à l'autre sont subtiles.

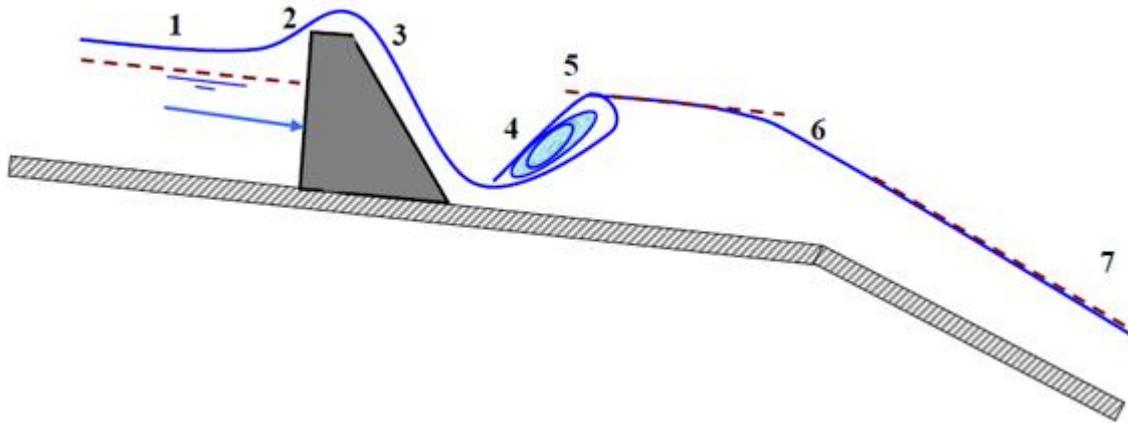
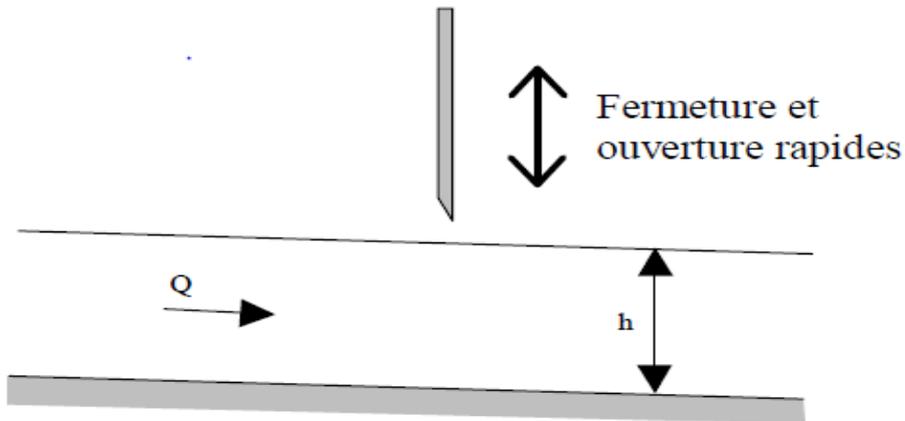


Figure 5. Schéma représentant les différents régimes d'écoulement

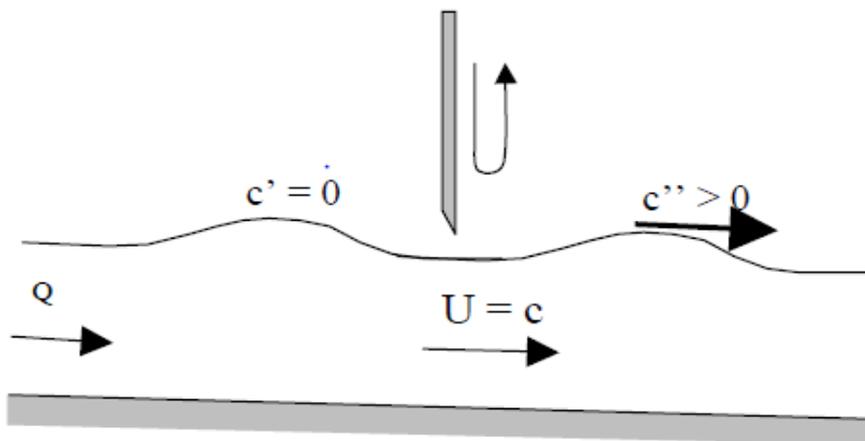
- 1) uniforme fluvial
- 2) fluvial graduellement accéléré
- 3) rapidement accéléré (fluvial puis torrentiel)
- 4) ressaut
- 5) uniforme fluvial
- 6) rapidement accéléré (fluvial puis torrentiel)
- 7) uniforme torrentiel

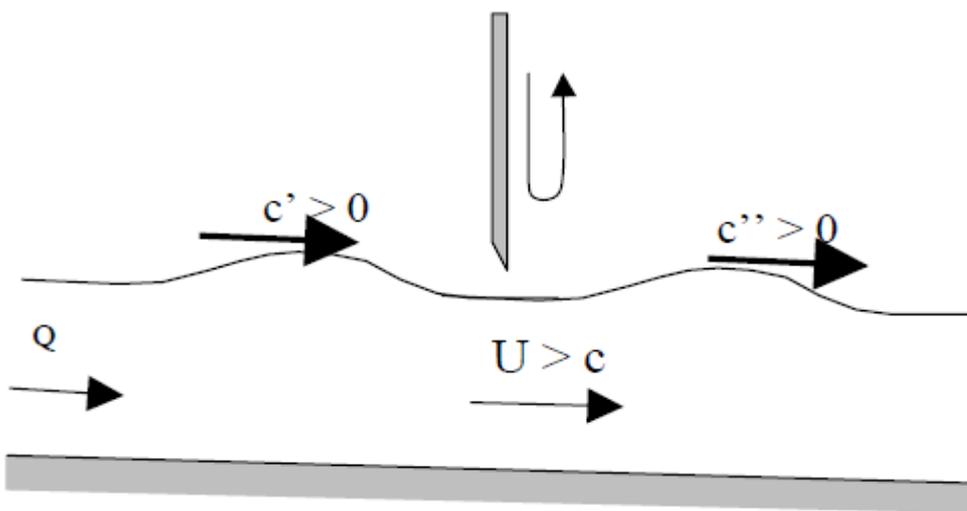
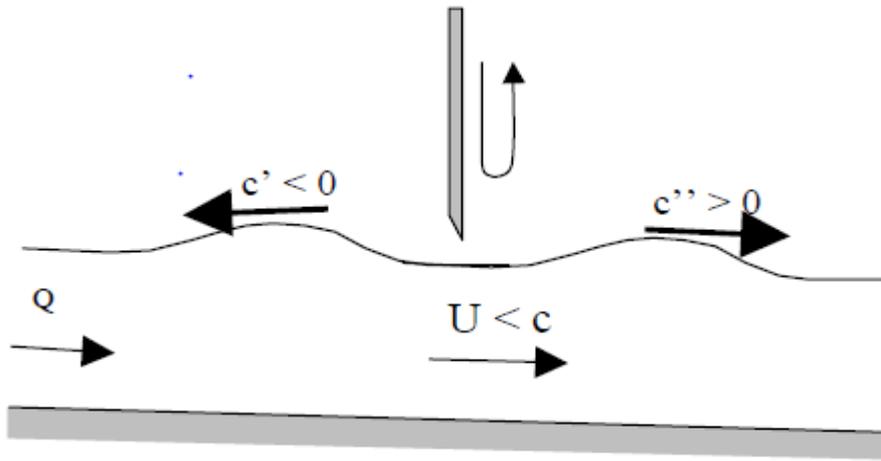
4.1. Notion d'onde de choc/onde de gravité

Supposons un canal à section constante, à pente constante et avec une hauteur h et un débit constant Q . On crée une perturbation grâce à une vanne que l'on ferme et que l'on ouvre très rapidement.



Au niveau de la surface libre, il se crée deux ondes (ondes de gravité). L'une se propage toujours vers l'aval et l'autre se propage vers l'amont si la vitesse dans le canal est inférieure à la vitesse de l'onde de gravité ; elle s'oriente vers l'aval dans le cas contraire.





Avec :

U : vitesse de l'écoulement

c : célérité des ondes

c' : vitesse de l'onde amont

c'' : vitesse de l'onde aval

Dans le cas où la vitesse du fluide est supérieure à la vitesse de l'onde c , l'amont n'est pas influencé par les conditions hydrauliques à l'aval (régime torrentiel) ; alors que, dans le cas contraire, on a une remontée de l'onde qui va perturber l'amont (régime fluvial), ce phénomène est appelé influence aval.

La célérité de l'onde de gravité est donnée par la relation : $c^2 = gD_h$

Le nombre de Froude est défini par : $Fr = \frac{U}{\sqrt{gD_h}}$

Si $Fr=1$, on peut définir la hauteur critique par : $Fr = 1 = \frac{U}{\sqrt{gD_h(h=h_c)}}$

On définit à partir du nombre de Froude les régimes d'écoulement :

- L'écoulement est fluvial si $Fr < 1 \Leftrightarrow h > h_c$
- L'écoulement est critique si $Fr = 1 \Leftrightarrow h = h_c$
- L'écoulement est torrentiel si $Fr > 1 \Leftrightarrow h < h_c$

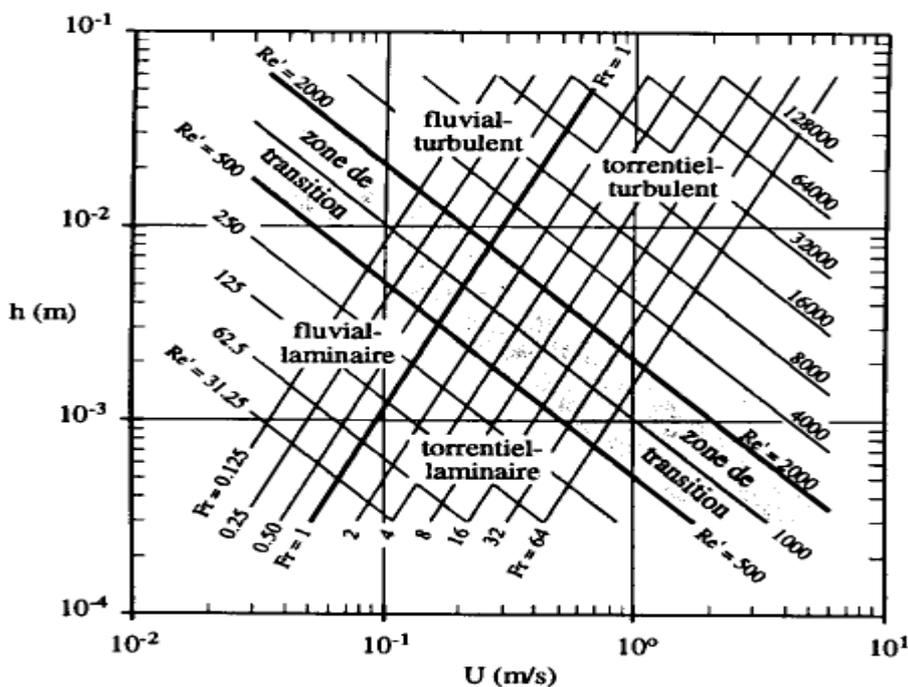


Figure 6. Approximation du nombre de Froude et de la hauteur critique

4.2. Le ressaut hydraulique

Le ressaut hydraulique est une surélévation brusque de la surface libre d'un écoulement permanent qui se produit lors du passage du régime torrentiel au régime fluvial. Il est accompagné d'une agitation marquée et de grandes pertes d'énergie.

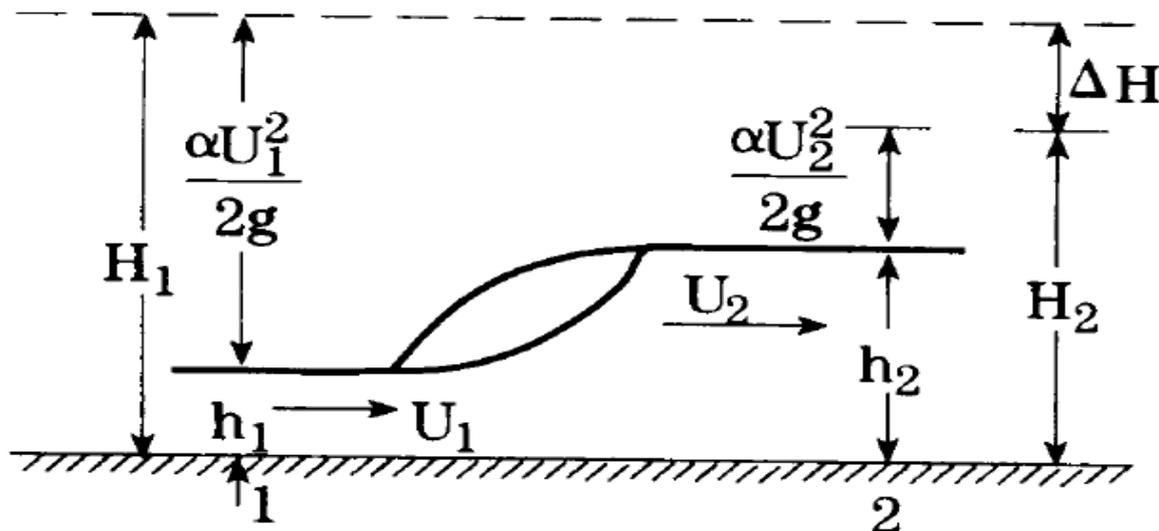


Figure 7. Schéma représentatif des différents termes

Les hauteurs h_1 et h_2 sont appelées profondeurs conjuguées du ressaut. La distance entre les sections 1 et 2 est appelée longueur du ressaut. La perte de charge est représentée par AH .

Pour des valeurs du nombre de Froude entre 1 et 1,7, la différence des profondeurs conjuguées entre l'amont et l'aval est très faible et le ressaut est caractérisé par de très légères rides à la surface libre.



Figure 8. Ressaut ondulé

Pour Fr compris en 1,7 et 2,5, on constate le même phénomène mais plus accentué. Dans ce cas, il se produit des petits tourbillons superficiels.

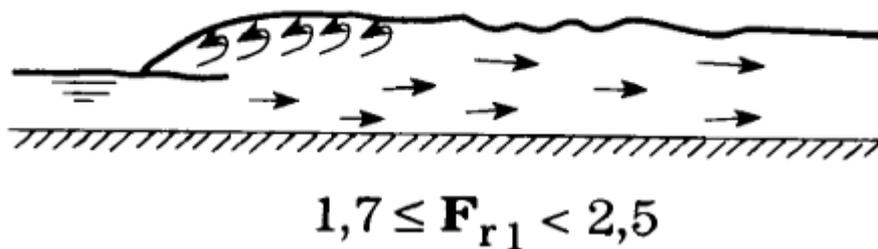


Figure 9. Ressaut faible

Pour Fr entre 2,5 et 4,5 l'écoulement est pulsatoire. La plus grande turbulence se vérifie soit près du fond soit à la surface. Chaque pulsation produit une onde de période irrégulière. Cette onde peut se propager sur une très grande distance.



Figure 10. Ressaut oscillant

Pour $Fr > 4.5$, le ressaut est bien caractérisé.



Figure 11. Ressaut établi



Figure 12. Ressaut fort

4.2.1. Profondeurs conjuguées

On ne peut pas appliquer le théorème de Bernoulli entre les sections 1 et 2. La perte de charge n'est pas connue et les formules du régime uniforme ne sont pas applicables. C'est le théorème d'Euler qui permet de résoudre le problème.

En raisonnant, suivant un tube de courant en régime permanent, les forces qui agissent sur cet élément sont :

- les forces de volumes - les forces de pesanteur provenant de la gravité : $p \cdot V_{vol} \cdot g$

- les forces d'inertie :

- les forces d'accélération pure : 0

- les forces d'accélération convective :

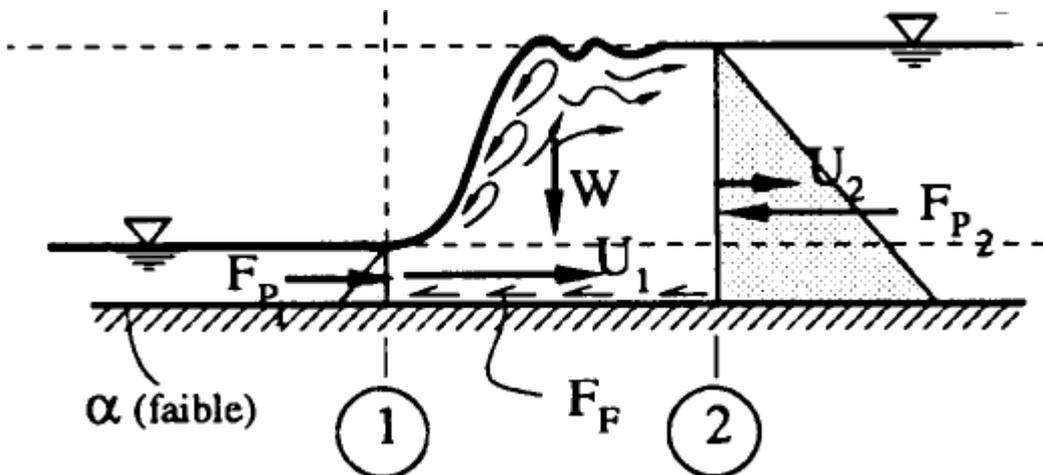
$$\int_V \rho \frac{\partial V}{\partial S} \underline{V} dv = \int_{Surf} \rho \cdot \underline{V} \cdot (\underline{V} \cdot \underline{n}_{ext}) ds = \sum_j \rho V_j \cdot (\underline{V}_j \cdot \underline{n}_{extj}) \cdot S_j$$

- les forces de surfaces - les forces de pression sur les surfaces S_i : $\sum_i \underline{P}_i \cdot S_i$

- les forces de frottement : $F_{frottement}$

En écrivant l'équilibre de l'ensemble des forces : $\sum \underline{F} = \text{Forces d'inertie}$

$$\rho \cdot V_{vol} \cdot \underline{g} + \sum_i \underline{P}_i \cdot S_i - \underline{F}_{frottement} = \sum_j \rho V_j \cdot (\underline{V}_j \cdot \underline{n}_{extj}) \cdot S_j$$



$$F_{pression 1} - F_{pression 2} + w \sin(\alpha) - F_{frottement} = \rho Q (U_2 - U_1)$$

En négligeant la force de pesanteur et les forces de frottement, pour le cas d'un canal prismatique, on a :

$$F_{pression 1} - F_{pression 2} = \rho Q^2 \left(\frac{1}{S_2} - \frac{1}{S_1} \right) \text{ avec } F_{pression} = \int_0^h \rho g (h - z) B(z) dz = \rho g \cdot S_{yG}$$

$$S_{1yG1} - S_{2yG2} = \frac{Q^2}{g} \left(\frac{1}{S_2} - \frac{1}{S_1} \right)$$

Cette relation est appelée courbe conjuguée.

4.2.2. Perte d'énergie

Le ressaut provoque une importante dissipation d'énergie mécanique ; ce phénomène est irréversible. Les caractéristiques turbulentes sont très complexes et dépendent fortement des conditions d'écoulement de l'amont.

Dans un canal, on calcule la perte d'énergie par :

$$\Delta H = H_1 - H_2$$

D'où pour un canal rectangulaire : $\Delta H = \frac{(h_2 - h_1)^3}{4h_1 h_2}$

4.2.3. Longueur du ressaut

La longueur du ressaut est très difficile à déterminer. Elle peut être approchée empiriquement par :

$$5 < \frac{L_{ressaut}}{h_2 - h_1} < 7$$

4.3. Le nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds caractérise la turbulence. C'est le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité. Dans le cas des écoulements en canaux Re est donné par :

$$Re = \frac{R_h U}{\nu}$$

U : vitesse moyenne de l'écoulement,

R_h : Rayon hydraulique,

ν : viscosité cinématique.

Dans les écoulements à surface libre, le régime visqueux existe pour des valeurs du nombre de Reynolds inférieur à 500. Ce régime ne se produit que dans des canaux extrêmement petits (mm) ou avec des vitesses très faibles (mm/s). Dans ce cas, ces applications techniques se limitent presque exclusivement à la théorie du graissage.

Dans le cas des écoulements en charge on a :

- Ecoulement laminaire : $Re < 2000$
- Transition $2000 < Re < 4000$
- Ecoulement turbulent : $Re > 4000$

Pour les conduites circulaires en charge on a : $R_h = \frac{D}{4}$

Les expériences avec différents canaux à surface libre de grandeurs comparables à ceux utilisés pour l'assainissement montrent que l'écoulement est turbulent dès que le nombre de Reynolds atteint des valeurs de 1000.

Limite :

- Ecoulement laminaire : $Re < 500$
- Transition $500 < Re < 1000$
- Ecoulement turbulent : $Re > 1000$

5. Distribution des vitesses et des pressions

5.1. Représentation 1D, 2D et 3D

Un écoulement permanent dépend généralement de trois variables x , y et z . On l'appelle écoulement tridimensionnel. Pour un canal, l'écoulement est représenté par la figure suivante :

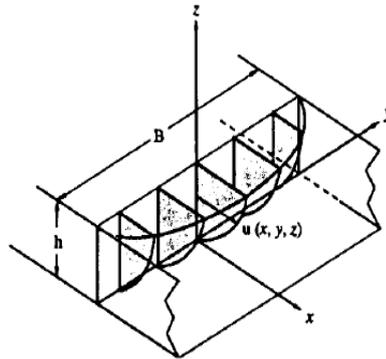


Figure 13. Écoulement tridimensionnel

Si le canal a une largeur B , importante par rapport à la profondeur h , l'écoulement est considéré bidimensionnel, sauf sur une petite distance proche des parois verticales.

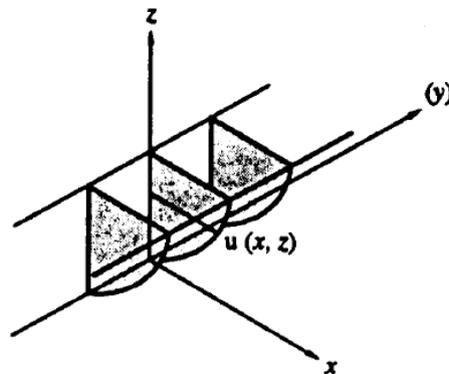


Figure 14. Écoulement bidimensionnel

Les calculs en hydraulique sont considérablement facilités si on admet que l'écoulement est unidimensionnel. On utilise donc la vitesse moyenne. Dans les canaux de géométrie simple.

On ne rencontre généralement que des écoulements turbulents où la vitesse ponctuelle diffère peu de la vitesse moyenne.

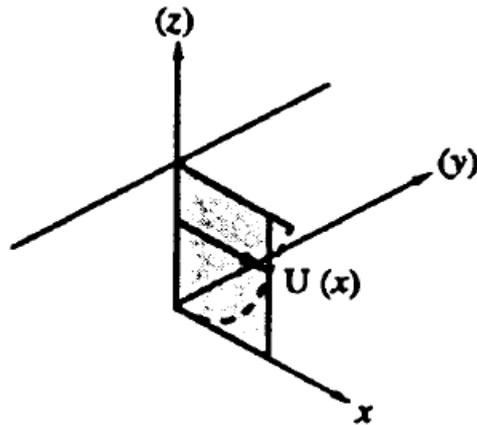
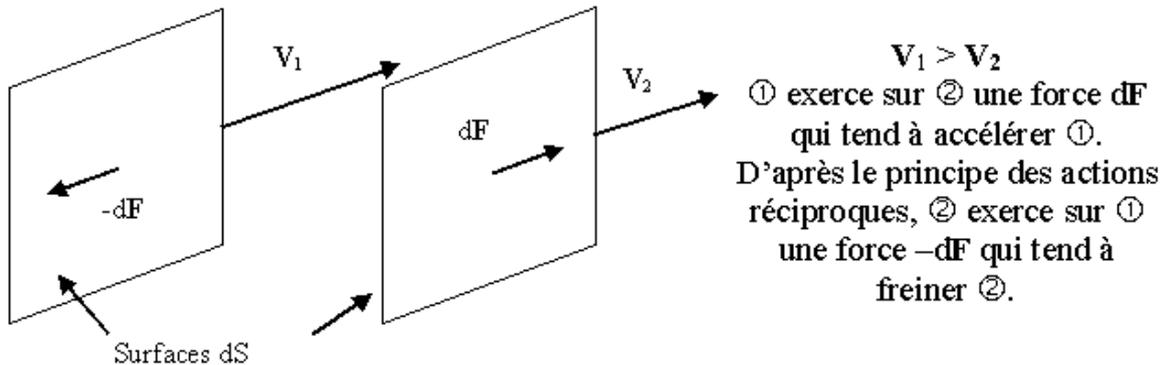


Figure 15. Écoulement unidimensionnel

5.2. Les contraintes de cisaillement

Considérons deux couches au contact l'une de l'autre, elles se déplacent relativement l'une par rapport à l'autre. Il en résulte l'apparition de forces de frottement qui s'exercent tangentiellement à la surface de la couche : ce sont les forces de cisaillement.



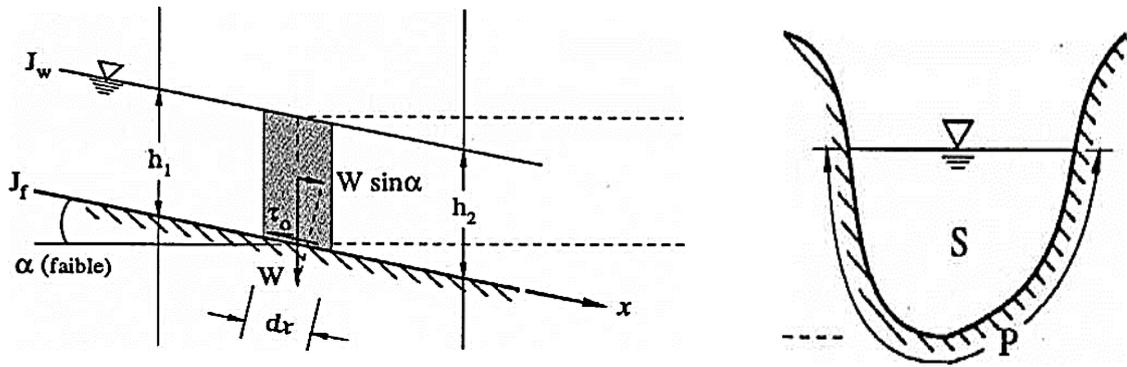
Ces forces dépendent de la surface considérée. On est amené à définir la contrainte de cisaillement par : $\tau = \frac{dF}{dS}$ unité : $N/m^2 = \text{pascal (Pa)}$

La contrainte de cisaillement est une grandeur définie en tout point du matériau. Elle varie en général d'une couche à l'autre mais est constante en tout point de la même couche.

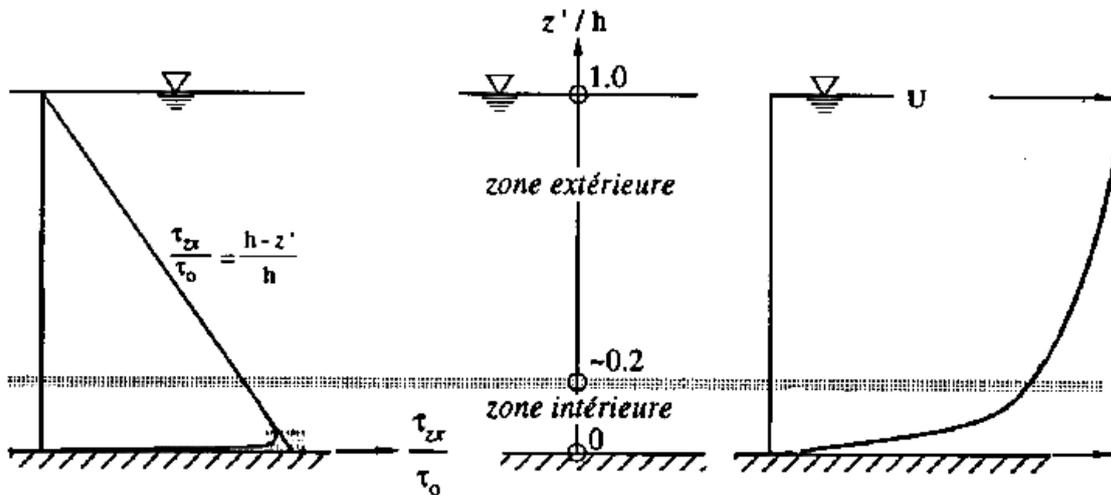
Dans un écoulement turbulent, on a les forces de viscosité et les forces de turbulence. La contrainte de cisaillement peut donc s'écrire :

$$\tau_{xz} = \tau_{force\ de\ viscosité} + \tau_{force\ de\ turbulence}$$

La contrainte de cisaillement τ_0 est obtenue en faisant l'équilibre des forces d'un canal prismatique en régime permanent et uniforme :



Afin de pouvoir déterminer la distribution des vitesses suivant la verticale, il est nécessaire de prendre en compte un modèle de turbulence pour déterminer la contrainte de cisaillement générée par les forces de frottement. Dans ce cas, le modèle de turbulence ne décrit pas le détail du mouvement turbulent mais uniquement les effets que ce mouvement produit sur l'écoulement moyen.



La contrainte de viscosité s'écrit en fonction de la loi de comportement du fluide newtonien :

$$\tau_{force\ de\ viscosité} = \rho \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

Le modèle de turbulence de Boussinesq considère que les forces de turbulence agissent comme les forces de viscosité :

$$\tau_{force\ de\ turbulence} = \rho \varepsilon \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

On appelle ε le coefficient de mélange. Il a la dimension de la viscosité cinématique, c'est pourquoi il est souvent appelé viscosité turbulente. Les deux viscosités ε et ν sont fondamentalement différentes ; ν est une propriété du fluide et ε est une caractéristique de l'écoulement.

Prandtl considère que la viscosité turbulente ε est proportionnelle à la variation de la vitesse suivant la verticale. $\varepsilon = l^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ Ou l est appelée longueur de mélange. Les hypothèses de Prandtl sont des approximations qui ne sont justifiées que par une bonne concordance avec les données expérimentales.

On a donc :

$$\tau_{xz} = \tau_{force\ de\ viscosité} + \tau_{force\ de\ turbulence}$$

$$\tau_{xz} = \rho(\varepsilon + \nu) \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

Pour l'écoulement dans un canal, la répartition verticale des contraintes tangentielles est donnée par la figure suivante :

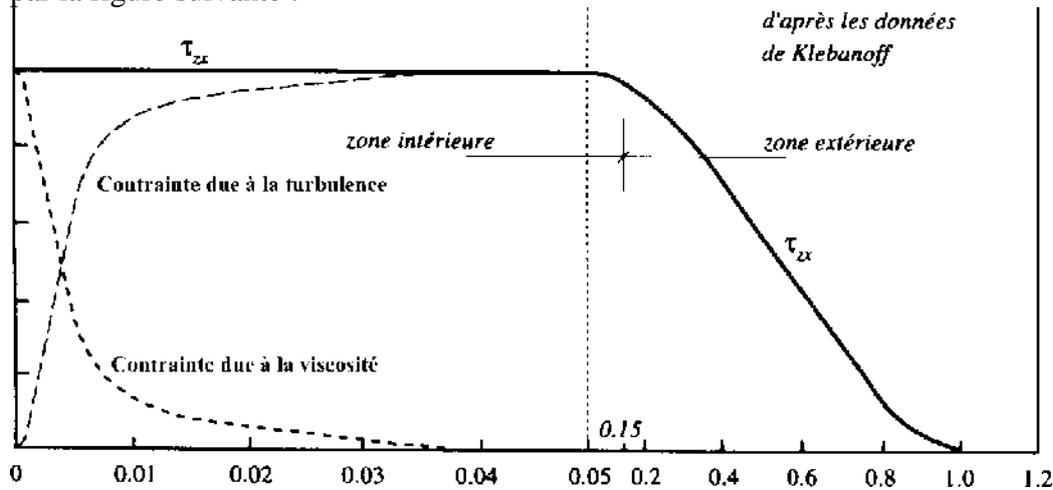


Figure 16. La répartition verticale des contraintes tangentielles

- ✚ A la paroi et tout près de la paroi, les contraintes se confondent avec les tensions de viscosité. Les tensions dues à la turbulence tendent vers zéro. Le gradient de vitesse est important.
- ✚ En s'éloignant légèrement de la paroi, l'écoulement turbulent génère des tensions dues à la turbulence qui deviennent importantes par rapport aux tensions dues à la viscosité.
- ✚ Loin de la paroi, les tensions dues à la turbulence deviennent prépondérantes. On appelle zone intérieure la zone pour laquelle la tension est constante.
- ✚ La tension totale atteint une valeur maximale x_0 près de la paroi et une valeur nulle en surface.

5.3. Détermination du profil de vitesse

Compte tenu des remarques précédentes, il est ainsi justifié d'admettre que pour un écoulement le long d'une surface les tensions totales sont souvent exprimées par les tensions dues à la turbulence :

$$\tau_{xz} = (\tau_{force\ de\ viscosité} \approx 0) + \tau_{force\ de\ turbulence}$$

$$\tau_{xz} = \rho(\varepsilon + \nu) \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \rho l^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2$$

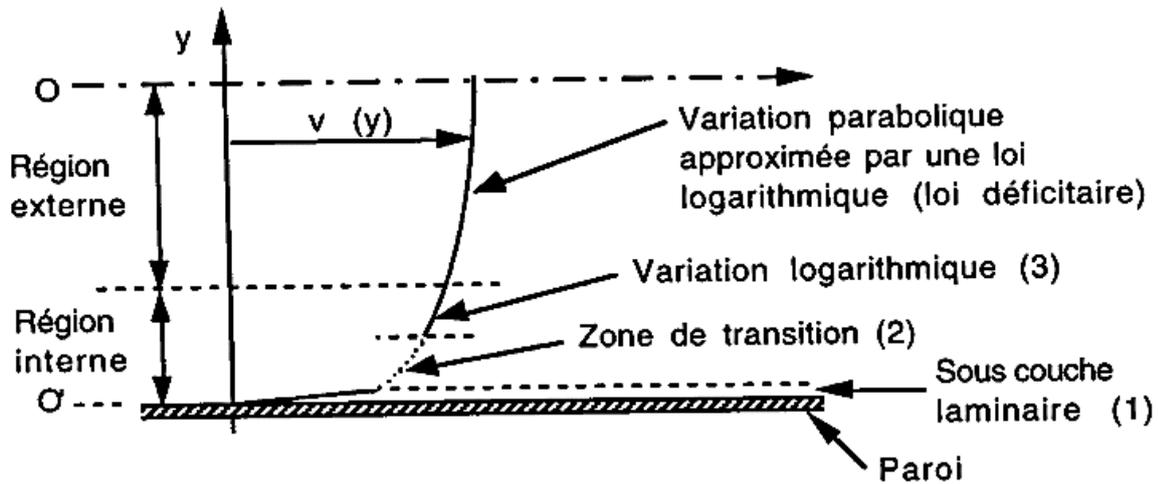


Figure 17. Profil de la vitesse

5.4. Mesure des champs de vitesse

Dans une section normale à la direction de l'écoulement, si l'on connaît la distribution des vitesses ponctuelles dans la section, la vitesse moyenne dans cette section est donnée par :

$$U = \frac{1}{S} \int_s V dS$$

On applique parfois des règles empiriques qui permettent de mesurer la vitesse en un certain nombre de points seulement. Ainsi pour les canaux rectangulaires, on recommande le procédé suivant :

V_n : la vitesse moyenne sur une verticale n :

$$V_n = \frac{1}{12} (V_{n,1} + 2.V_{n,2} + 3.V_{n,3} + 3.V_{n,4} + 2.V_{n,5} + V_{n,6})$$

La vitesse dans la section à la valeur :

$$U = \frac{1}{12} (V_1 + 2.V_2 + 3.V_3 + 3.V_4 + 2.V_5 + V_6)$$

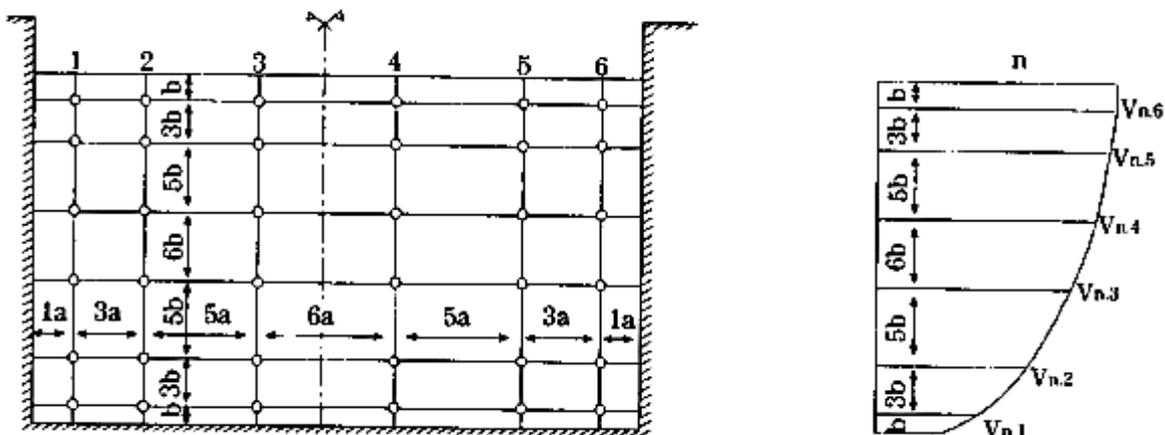


Figure 18. Répartition des sections de mesure de vitesse

Pour déterminer la vitesse moyenne, U , dans une section, on donne les relations approximatives suivantes :

$U = (0.8 \text{ à } 0.9) U_{\text{surface de l'eau}}$
(Formule de Prony)

$U = 0.5 (u_{0.2} + u_{0.8})$

$U = u_{0.4}$

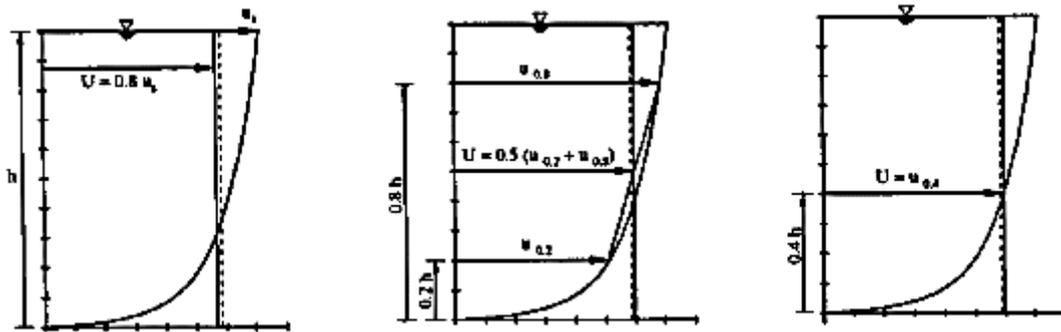


Figure 19. Différentes méthodes de calcul de la vitesse moyenne U

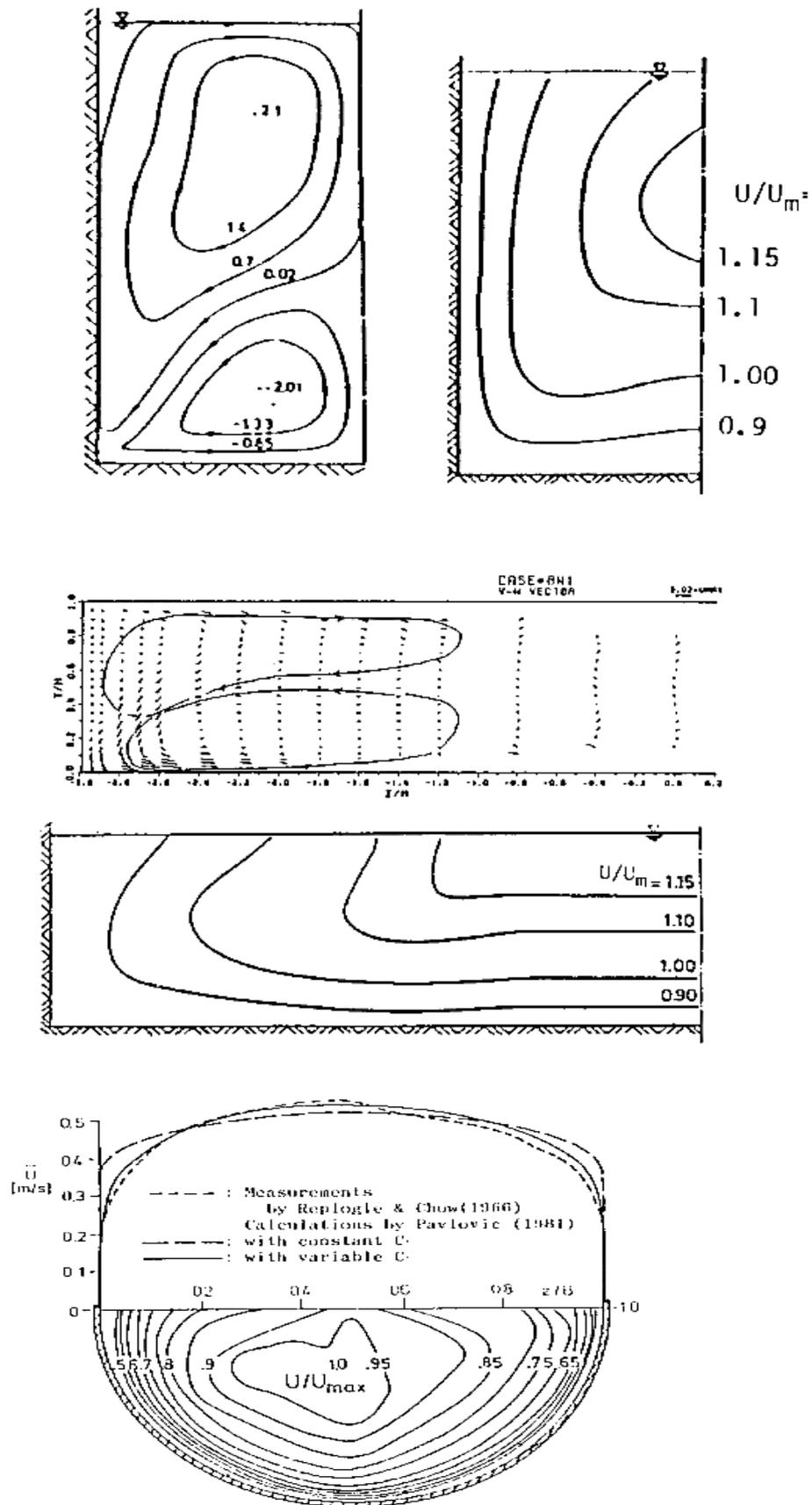


Figure 20. Distribution de la vitesse dans le plan et longitudinale

5.2. Répartition de la pression

Le système d'équations intrinsèques consiste à écrire les équations d'Euler en régime permanent ($\partial/\partial t=0$) dans un repère particulier. Ce repère est constitué par les lignes de courant pour le vecteur \underline{t} et par le vecteur \underline{n} tel que $\underline{v} \perp \underline{n}$

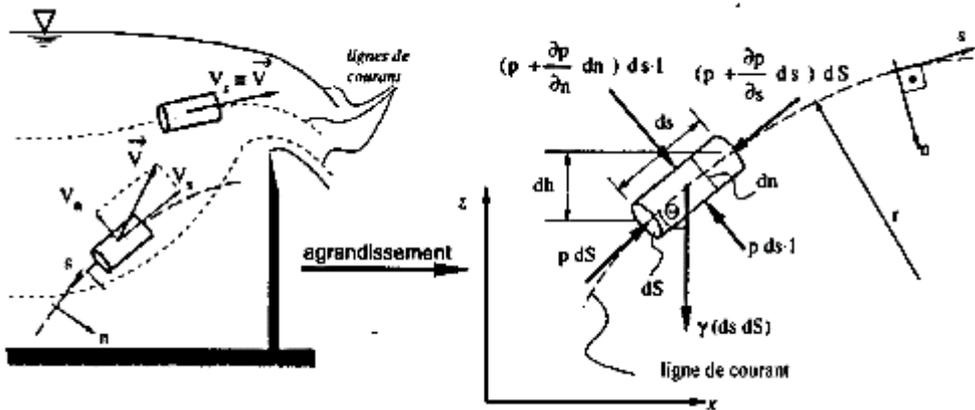


Figure 21. Répartition vectorielle du système

En appelant \vec{s} le vecteur unitaire de la tangente à la trajectoire, on a :

$$\vec{V} = V\vec{s} \quad \text{Et} \quad \frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{dV}{dt}\vec{s} + V\frac{d\vec{s}}{dt}$$

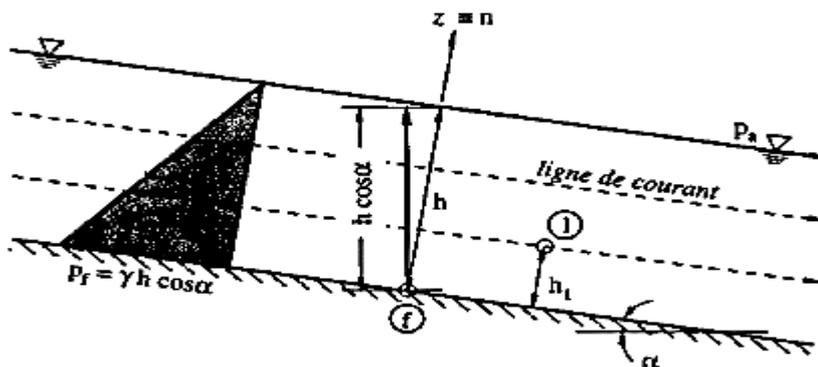
$$\text{Avec : } \frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{d\vec{s}}{ds} \cdot \frac{ds}{dt} = \frac{\vec{n}}{R}V$$

R : rayon de courbure et \vec{n} le vecteur perpendiculaire à \vec{s} .

$$V\frac{\partial V}{\partial s} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial s}(\rho \cdot g \cdot h + p) \quad \text{Suivant } \vec{s}.$$

$$V\frac{V}{R} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial n}(\rho \cdot g \cdot h + p) \quad \text{Suivant } \vec{n}.$$

Pour un écoulement uniforme, lorsque la vitesse moyenne U est constante et les lignes de courant sensiblement rectilignes, la répartition de la pression est hydrostatique dans la section droite du canal.



Pour un écoulement non uniforme, à courbure convergente ou divergente, il existe une accélération qui provoque une force d'inertie.

$$\left(-\rho\frac{V^2}{R}\right)\partial n = \partial[\rho \cdot g \cdot h + p] \quad \text{Suivant } \vec{n}.$$

$[\rho \cdot g \cdot h + p]$ augmente toujours quand on s'éloigne du centre de courbure de la trajectoire.

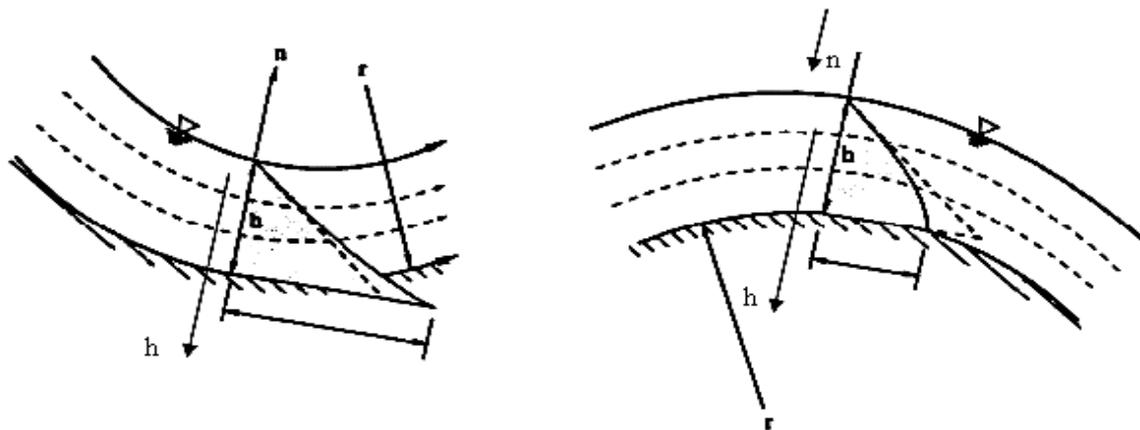
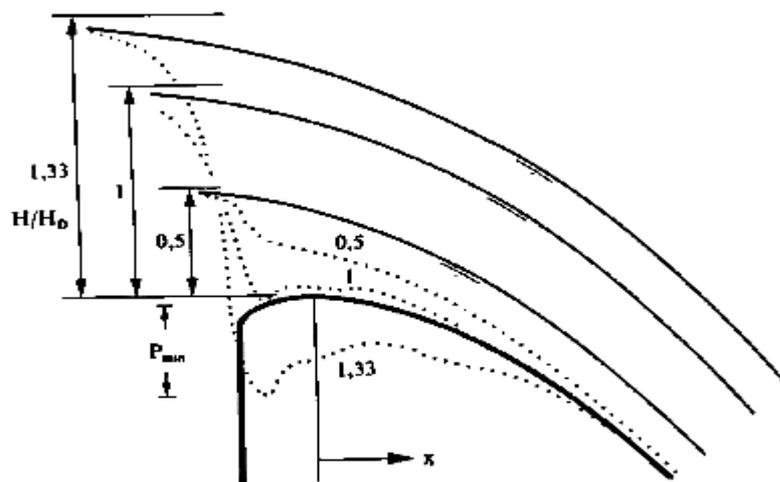


Figure 22. Système a courbure convergente et divergente

La répartition de la pression n'est plus hydrostatique. Pour un courant extérieurement concave, la force centrifuge augmente les pressions ; pour un courant convexe, cette force diminue les pressions. Dans le dernier cas, elle peut même les rendre inférieures à la pression atmosphérique, provoquant un décollement du liquide du fond du canal et une pression négative par rapport à la pression atmosphérique.



Déversoir standard (—) profil de surface et (---) ligne de pression

Figure 23. Courant concave et courant convexe

6. Types de canaux

On distingue tout d'abord les canaux naturels de ceux créés par l'homme.

Les canaux naturels regroupent un grand nombre de types de cours d'eau, tels que rivières, fleuves, torrents, etc., se caractérisant par des géométries très irrégulières au sein desquelles il est souvent difficile d'appliquer de façon réaliste les lois classiques de l'hydrodynamique.

Les canaux artificiels présentent des géométries beaucoup plus régulières qui facilitent le travail de modélisation.

Il existe également des canaux couverts (entièrement fermés) ou découverts, où la surface de l'eau est exposée à l'air libre.

Une partie importante des systèmes de distribution d'eau artificiels est constituée de réseaux sous pression, où l'eau peut se déplacer d'une partie à l'autre du réseau par des différences de pression appliquées par des stations de pompage ou par l'action de la gravité. Ces systèmes sont

composés de tuyaux fermés reliés entre eux. Toutefois, ce type de réseau n'est pas celui qui nous intéresse. Les systèmes que nous allons traiter sont des canaux découverts à surface libre soumis à la pression atmosphérique.

L'écoulement a lieu uniquement sous l'effet de la force de gravité.

6.1. Canal non prismatique

Un canal non prismatique est un canal présentant des changements de section le long du courant liquide, ce qui engendre dans la majorité des cas des discontinuités assez dégradables à la surface de l'eau.

Si le canal possède une pente constante et longitudinale ainsi qu'une rugosité et une section constantes, on parle alors de canal prismatique, (Graf, 1993).

6.2. Instabilité à la surface

La surface de l'eau devient instable si la pente de fond du canal est très grande ou l'écoulement normal est torrentiel, l'instabilité se manifeste par :

- Une série d'ondes de gravité de faible profondeur, appelé onde en cascade (les crêtes de l'onde en cascade forment une région de forte turbulence tandis que les creux se présentent comme une surface libre) ;
- Un déferlement (l'onde se brise en roulant) qui provoque un entrainement d'air.

Le déferlement des ondes entraîne de l'air dans l'eau et des gouttelettes d'eau dans l'air, ce qui rend la détermination de la profondeur de l'eau plus difficile. La surface apparaît souvent comme de l'eau blanche.

Les écoulements turbulents en présence de la surface libre sont caractérisés par un entrainement d'air, comme l'eau des torrents de haute montagne, les vagues déferlante sur les plages, évacuateurs de crue des barrages, etc.

6.3. Canal a largeur variable

Les canaux non prismatiques peuvent être convergents ou divergents en largeur.

Le changement de largeur $+/- \Delta B$, se produit à une distance courte et suffisamment progressive pour ne pas entraîner de perte de charge. Un cas particulier est le changement brusque de la section passant d'une largeur constante amont à une autre largeur constante aval.

Pour un canal de largeur B et de débit unitaire q variables, l'énergie spécifique reste invariable.

En régime fluvial : le rétrécissement du canal entraîne une augmentation du débit $q_1 > q_2$ et par suite une diminution de la profondeur $h_2 < h_1$; tandis que l'élargissement entraîne une diminution du débit $q_2 < q_3$ et une augmentation de la profondeur d'eau $h_3 > h_2$.

En régime torrentiel : le rétrécissement du canal produit une augmentation de la profondeur $h_2 > h_1$, et l'élargissement produit une diminution de la profondeur d'eau $h_3 < h_2$.

Si la réduction de la largeur du canal devient importante $B_2 < B_c$ et que le débit Q reste constant, un ressaut hydraulique peut se former (Raju, 1981, p 121).

Un écoulement dans un canal sortant avec une grande vitesse (vanne de fond d'un évacuateur de crue) nécessite un élargissement du canal.

Par contre, la diminution de la vitesse moyenne et l'augmentation de la hauteur d'eau nécessite un rétrécissement.

6.4. Contraction d'un canal

La contraction se présente aux endroits où la pente du radier est accentuée, la rugosité est réduite et le débit augmente.

Une contraction bien conçue se caractérise par un écoulement uniforme dans la partie du canal rétrécie sinon il y aura une formation d'ondes transversales qui se manifesteront loin à l'aval, nécessitant ainsi des hauteurs considérables des parois du canal.

Il existe différents types de contractions, notamment celle en forme d'entonnoir et celle en forme d'éventail.

6.4.1. Contraction en forme d'entonnoir

On définit un angle de contraction θ

Soit la contraction rectiligne symétrique : b_1 et b_3 sont les largeurs du canal d'entrée et de sortie ($b_1 > b_3$).

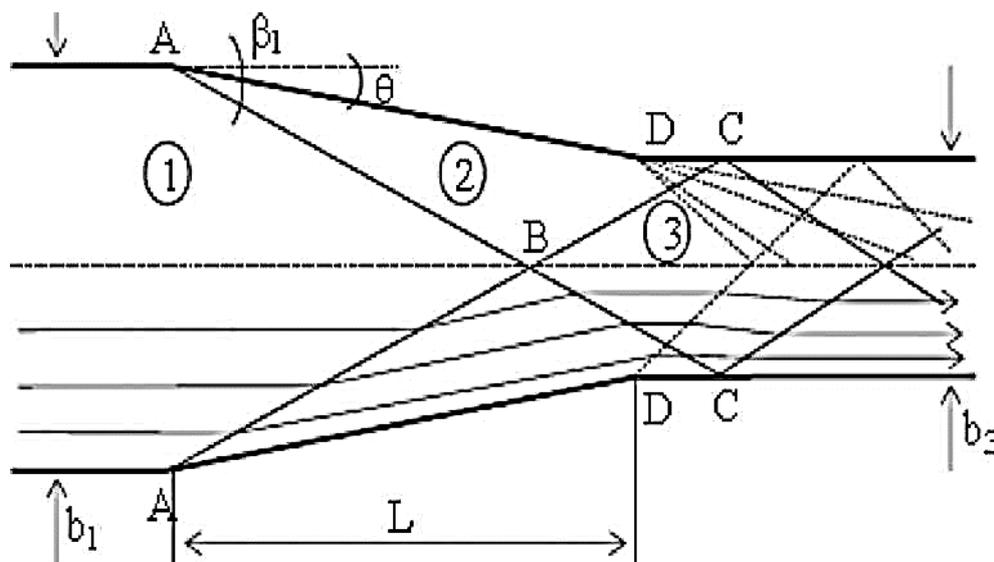


Figure 24. Schématisation de l'écoulement dans une contraction de canal d'après Ipen et Dawson, 1951

La contraction du canal entraîne la naissance des ondes positives à l'entrée du canal rétrécie qui se rencontrent au niveau de l'axe de symétrie du canal, et pénètrent par réflexion dans le canal aval rectangulaire.

La contraction du canal entraîne au même moment, la naissance des ondes négatives juste à la sortie du canal rétrécie et à l'entrée du canal aval rectangulaire.

L'interférence entre les ondes positives et négatives donne naissance à des ondes croisées (Graf, 1993 ; Reinauer, 1995 ; Sturm, 2001 ; Berreksi et al., 2004 ; Ikni et al., 2004 ; Berreksi et al.,

2008; Berreksi, 2012) qui peuvent persister loin dans le canal aval entraînant dans cette zone de grandes instabilités.

Un angle de déviation θ choisi selon la formule de Hagen

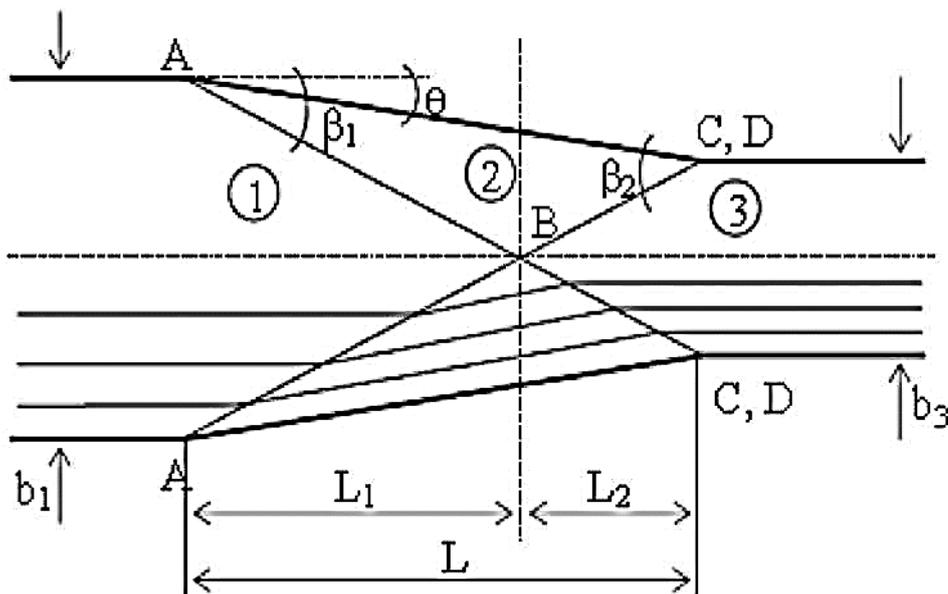


Figure 25. Conception d'une contraction de canal en forme d'entonnoir d'après Ipen et Dawson, 1951.

La contraction du canal entraîne la naissance des ondes transversales positives à l'entrée du canal rétrécie qui se rencontrent au niveau de l'axe de symétrie, mais seront cette fois-ci dirigés exactement vers les points situés juste au début du canal aval rectangulaire sous l'angle β_2 .

L'interférence des ondes se produit ainsi, et par suite il n'y aura pas d'instabilités dans la surface de l'eau dans le canal aval.

Pour choisir l'angle de contraction, on propose la formule de (Hager et Bretz, 1987 ; Hager, 1992) suivante :

$$\arctan\theta = \frac{1}{F_1} \left[\frac{b_1}{b_3} - 1 \right] \text{ pour } \theta < 10^\circ$$

F_1 , V_1 et h_1 sont dans l'ordre, le nombre de Froude, la vitesse et la profondeur d'écoulement à l'entrée.

Si θ est plus grand, les résultats devront être vérifiés vis-à-vis de l'engorgement, car : Le nombre de Froude aval F_3 peut être proche de l'écoulement critique (h sera proche de h_c), ce qui donne une possibilité de la formation d'un ressaut hydraulique dans la contraction. Ces phénomènes doivent être évités dans tous les cas et la transition progressive du nombre de Froude de l'amont à l'aval (de F_1 à F_3) doit être assurée.

6.4.2. Contraction en forme d'éventail

La courbure de l'éventail est orientée vers l'écoulement. Ce type de contraction est particulièrement conçu pour les évacuateurs de crue dont le seuil est arqué.

D'après les quelques rares études faites dans ce domaine (Hager, 1992 ; Chanson et al., 1999), une surface minimale a été attribuée aux contractions de canaux en forme d'éventail. La section d'entrée à l'aval du seuil de l'évacuateur à un rayon R_1 (Figure 26).

Les principales caractéristiques de cette contraction sont : une prise d'eau en forme d'éventail, un canal convergent et un coursier aval prismatique. Le rapport de convergence est $m = \frac{bd}{bu}$ et γ représente l'angle au centre (exprimé toujours en radian). Le radier à l'aval de la zone d'entrée est une surface plane et a généralement une pente longitudinale constante.

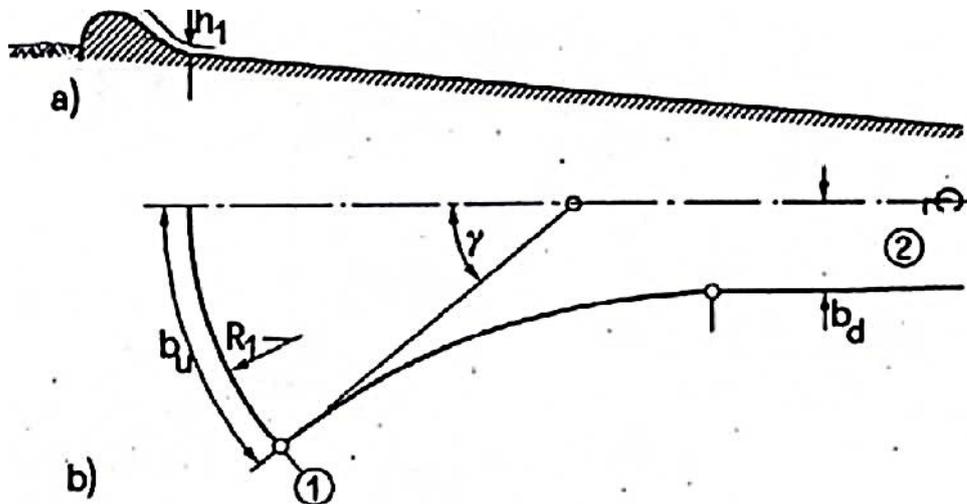


Figure 26. Contraction en forme d'éventail

Où, b_u : L'arc de l'éventail et b_d : La largeur du canal rectangulaire.

6.5. Elargissement d'un canal

Les premières études des élargissements sont l'œuvre de Rouse (Rouse et al. 1951) et c'est pour cette raison que l'on parle souvent d'élargissement de Rouse.

Ces chercheurs ont étudié expérimentalement des élargissements de canaux dans des conditions d'écoulement torrentiel et ont déterminé par suite une forme limite définie par l'équation suivante (Hager 1992, Mazumder et Hager 1993) :

$$\frac{B(x)}{b_1} = \frac{1}{2} \left[1 + f_e \left(\frac{x}{b_1 F_1} \right)^{\frac{3}{2}} \right]$$

$B(x)$ est la largeur du canal à une distance longitudinale x , b_1 est la largeur amont de la transition, f_e est le paramètre de courbure de la paroi et F_1 est le nombre de Froude incident. Pour $f_e = 1$, l'élargissement obtenu est appelé «élargissement de Rouse».

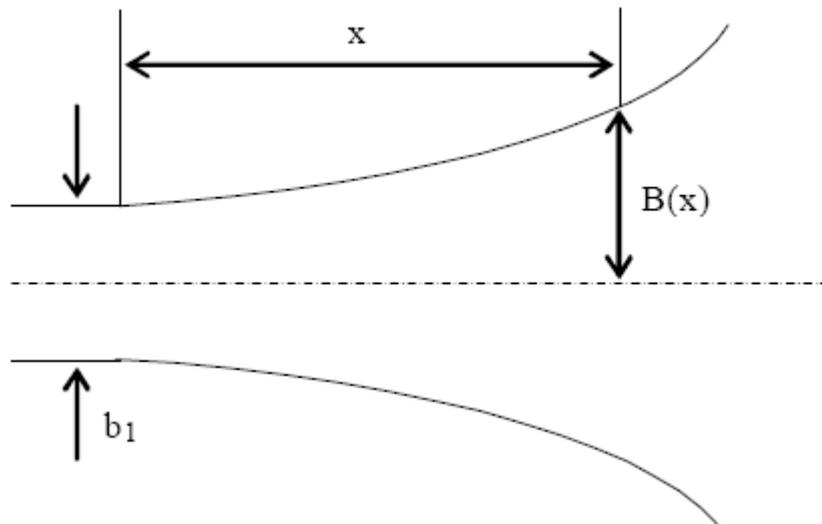


Figure 27. Elargissement de Rouse

7. Les coursiers en marches d'escalier

7.1. Régimes d'écoulement sur un coursier en marches d'escalier

Trois régimes d'écoulement distincts peuvent prendre place sur un coursier en marches d'escalier, appelés respectivement, *régime d'écoulement en nappe*, *de transition* et *en mousse* (Boes & Hager, 2003a). Les caractéristiques de ces régimes d'écoulement ont été étudiées par de nombreux chercheurs à travers le monde.

Dans un régime d'écoulement en nappe, la chute totale est divisée en une série de petites chutes libres, avec l'eau qui plonge de marche en marche sous la forme d'une fine couche qui se colle aux faces de chaque marche. En général, ce type d'écoulement apparaît pour de petits débits et de grandes marches (Chanson, 1994a).

Trois types d'écoulement en nappe peuvent être distingués en fonction du débit et de la profondeur d'eau associée (figure 28) :

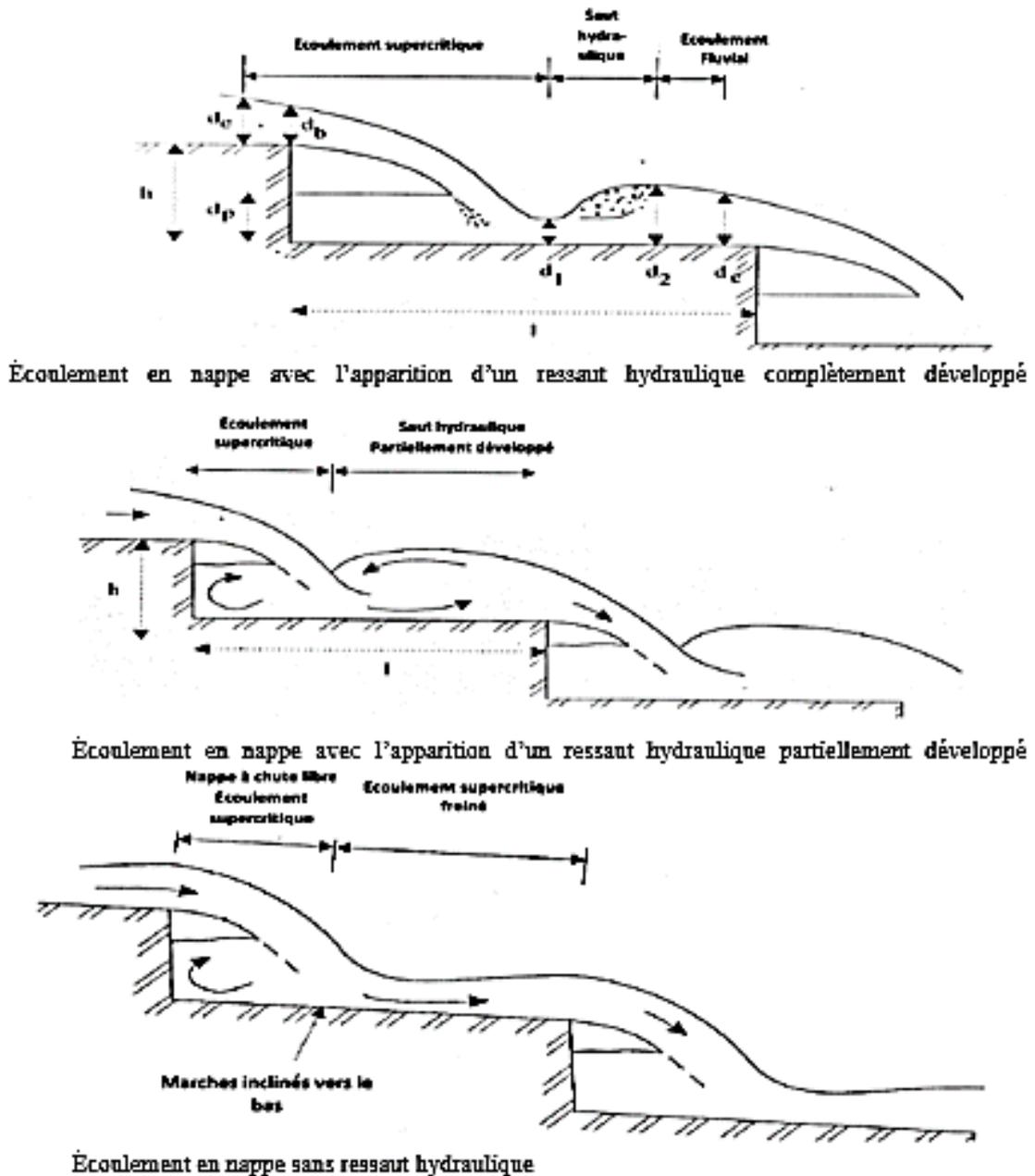


Figure 28. Les 3 types d'écoulement en nappes

Habituellement, pour des petites marches et des débits élevés, le régime d'écoulement correspond à un régime d'écoulement en mousse, ou l'eau coule comme un flot cohérent et parallèle au fond virtuel, formé par les coins des marches. Contrairement au cas de l'écoulement en nappe, aucune poche d'air n'est présente sous les jets. Des zones de recirculation se développent dans les niches triangulaires formées par les faces des marches et le fond virtuel, remplissant ainsi les cavités entre l'écoulement principal et les marches (figure 29).

Une grande partie de l'énergie de l'écoulement est utilisée, et donc dissipée, pour entretenir le mouvement dans ces zones de recirculation. Il y a également formation d'autres tourbillons, mais à une échelle plus petite, qui sont générés en continu aux coins des marches.

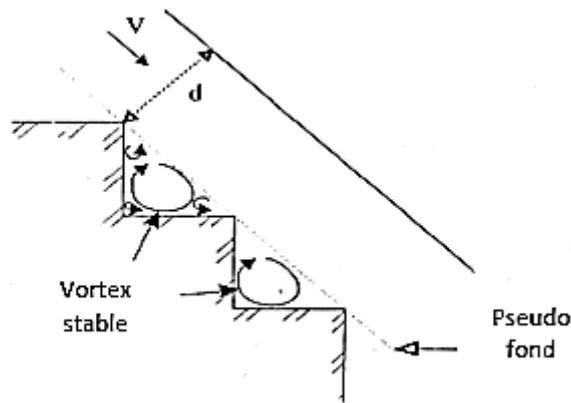


Figure 29. Zones de recirculation dans le régime d'écoulement en mousse

L'écoulement en mousse se décompose en trois parties (Figure 30), à l'instar du développement d'un écoulement diphasique le long d'un canal à forte pente constante (figure 31).

Une première zone englobe quelques marches du début du coursier, où l'écoulement présente une configuration caractérisée par une surface libre bien régulière sans aucun entrainement d'air. De là, la chute induite par la pente du coursier accélère, la hauteur d'eau a tendance à diminuer. La deuxième partie commence au point de début d'entraînement d'air. Il s'agit d'un processus complexe pour lequel les paquets d'eau jaillissant au-dessus de la surface des marches, retombent sous l'influence de la gravité et l'entraînement de l'air dans l'écoulement. Ces bulles d'air sont notamment emprisonnées dans les rouleaux se formant au creux des marches du coursier. L'association de ces bulles d'air à l'eau en mouvement donne naissance à un écoulement diphasique (mélange eau-air). Cette seconde zone correspond à quelques marches. Dans celle-ci, la hauteur d'eau de la lame coulante augmente progressivement suite à l'aération de plus en plus prononcée. Généralement, une fois que l'écoulement est pleinement aéré, celui-ci est qualifié d'eau blanche. La troisième et dernière partie concerne le reste du coursier où les caractéristiques de l'écoulement sont relativement constantes de section en section (Chanson, 1994b ; Boes & Hager, 2003a).

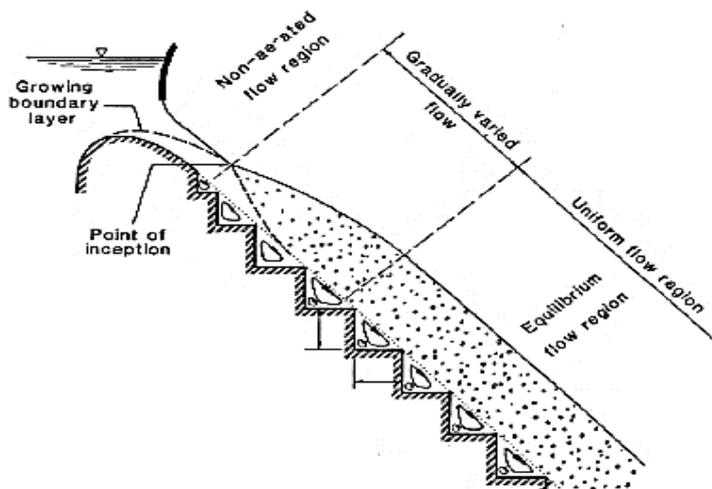


Figure 30: développement d'un écoulement diphasique le long d'un coursier en marches d'escalier à forte pente constante équipé d'un seuil vanné (Chanson, 1994a, p. 68).

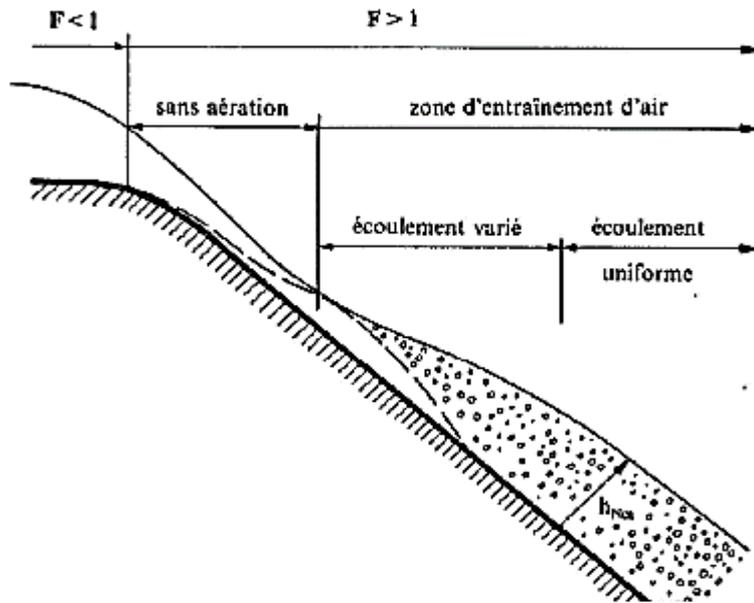


Figure 31: développement d'un écoulement diphasique dans un long canal à forte pente constante (Hager et al., 2009, p. 363).

Enfin, il existe un troisième et dernier régime d'écoulement dit de transition entre les deux types de régimes précités. En effet, il est possible de définir une zone de séparation entre une limite supérieure pour l'écoulement en nappe et une limite inférieure pour l'écoulement en mousse. Cette transition de l'écoulement en nappe vers un écoulement en mousse peut être exprimée par le rapport entre la profondeur critique h_c et la hauteur des marches s . Yasuda et Ohtsu (1999) ont établi deux équations :

$$\frac{s}{y_c} = 1.4(1.4 - \tan \theta)^{-0.26} \quad \text{Pour le régime en nappe}$$

$$\frac{s}{h_c} = \frac{7}{6} \left(\frac{s}{l} \right)^{\frac{1}{6}} \quad \text{Pour le régime en mousse}$$

Avec :

s : hauteur des marches

h_c : profondeur critique

l : largeur des marches

y_c : profondeur d'écoulement critique au-dessus de la crête du déversoir

Dans ce régime de transition, la distinction entre les deux types d'écoulement (nappe et mousse) n'est pas possible (Chafi & Hazzab, 1998). En effet, ils apparaissent simultanément sur des portions différentes du coursier et peuvent être variables dans l'espace et dans le temps (Ohtsu and Yasuda 1997). C'est pourquoi, les propriétés de l'écoulement de ce régime de transition ne peuvent pas être déterminées par des développements théoriques. Chanson (1996), confirmé par Homann *et al.* (2000), souligne que l'instabilité du régime pourrait être causée par des fluctuations de nature hydrodynamique provoquées par le changement de zones aérées en zones non aérées.

C'est pourquoi, afin d'éviter tout endommagement de l'ouvrage hydraulique sous ces charges oscillatoires additionnelles aux efforts de l'écoulement du fluide sur celui-ci, la gamme de

régime visée par le débit de dimensionnement sur un coursier en marches d'escalier doit clairement correspondre à un des deux types d'écoulement précité : en nappe ou en mousse (Boes & Hager, 2003a).

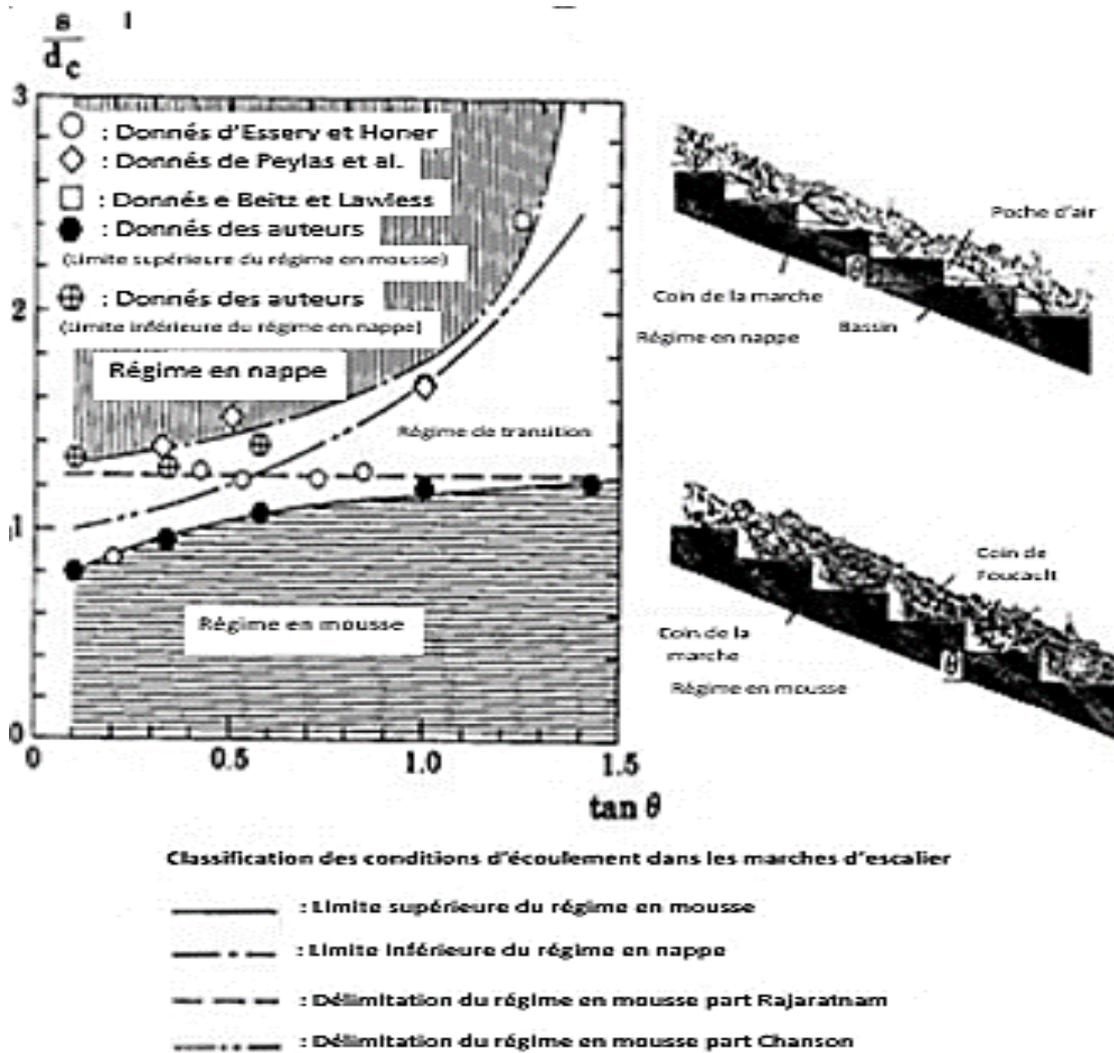


Figure 32: régimes d'écoulement sur un coursier en marches d'escalier en fonction de son inclinaison θ et du rapport entre la hauteur des marches s et la hauteur critique d_c - (Ohtsu & Yasuda, 1997).

Une série d'études (Peyras *et al.*, 1991 ; Chanson, 1994c ; Chamani et Rajaratnam, 1994) suggère qu'une plus grande dissipation d'énergie est atteinte pour un écoulement en nappe que pour un écoulement en mousse. Cependant, il s'agit de résultats expérimentaux théoriques qui ne tiennent pas compte des limitations technologiques pratiques. En effet, les régimes d'écoulement en nappe imposent de concevoir des coursiers avec de grandes marches et des pentes relativement faibles, soit une emprise au sol très importante et par conséquent une augmentation du prix de l'ouvrage (Chanson, 2001). C'est pourquoi, les coursiers en marches d'escalier sont presque toujours dimensionnés pour fonctionner avec des écoulements en mousse alors que les régimes d'écoulement de transition et en nappe se développent uniquement pour des débits considérablement inférieurs à celui utilisé pour le dimensionnement du coursier (Matos, 2003).

7.2. Aération de l'écoulement

Comme mentionné précédemment, un des avantages des coursiers en marches d'escalier à forte pente est de favoriser naturellement le phénomène d'entraînement d'air.

Les écoulements dans les canaux découverts sont caractérisés par une surface libre. En raison de la condition cinématique, la vitesse à l'interface eau-air est identique. Par contre, une différence considérable des vitesses à l'interface provoque un échange d'énergie. Plus particulièrement, des gouttes d'eau sont projetées dans l'air et des bulles d'air peuvent être emprisonnées par l'eau. Par conséquent, un mélange d'eau et d'air apparaît suite à cette aération superficielle de l'écoulement (Hager & Schleiss, 2009, p.361).

Principalement sous l'effet de la poussée d'Archimède, les bulles d'air emprisonnées dans l'eau montent et s'échappent à la surface de l'eau (Hager & Schleiss, 2009, p.362). Dans le cas d'un coursier de pente relativement importante, nous sommes face à des écoulements à grande vitesse, engendrant une grande turbulence en surface et donc une aération importante. En effet, les composantes latérales du vecteur vitesse peuvent devenir suffisamment grandes pour dépasser les forces de tension superficielle et de gravité. Il en résulte une éjection de gouttes d'eau dans l'air qui en retombant, sous l'effet de la gravité, "ouvrent" la surface de l'eau qui se referme sous l'action de la tension superficielle (Figure 33). La goutte entraîne avec elle une bulle d'air qui se trouve alors emprisonnée dans l'écoulement. Nous avons une aération dite continue, caractérisée par la coexistence de l'entraînement d'air et de l'expulsion des bulles d'air. Notons que dans certaines conditions bien définies, nous pouvons avoir l'équilibre entre l'air entraîné et l'air "détraîné". Dans ce cas, l'écoulement peut alors être qualifié d'écoulement uniforme aéré (Hager & Schleiss, 2009). Ce mécanisme d'entraînement d'air est étroitement lié au nombre de Froude de l'écoulement.

Ce phénomène d'entraînement d'air a fait l'objet de nombreuses études en vue de qualifier et de quantifier la distribution et la concentration en air, la position du point de début d'entraînement d'air, la distance nécessaire pour atteindre l'écoulement uniforme.

La conséquence de cet entraînement d'air est une augmentation du volume qui conduit à une modification des caractéristiques hydrauliques de l'écoulement par rapport à celle de l'eau pure. Les deux paramètres le plus souvent utilisés sont, premièrement, le débit du mélange Q_m qui est égal à la somme du débit de l'eau pure Q_e et celui de l'air Q_a et deuxièmement, la concentration moyenne en air du mélange eau-air c , variant entre zéro et l'unité, et définie par le rapport entre Q_a et Q_m (Hager & Schleiss, 2009).

Plus précisément, "dans le cas d'un long canal (ou coursier) à pente forte constante, l'écoulement détermine trois zones. Dans le tronçon amont du canal, une zone d'écoulement non aéré se développe avec une couche limite turbulente qui s'épaissit dans le sens de l'écoulement. Le mécanisme d'entraînement d'air débute au moment où la couche limite atteint la surface libre. L'épaisseur de la lame d'eau aérée s'accroît en direction de l'écoulement (zone d'écoulement non uniforme aéré). Si le canal est suffisamment long, l'écoulement du mélange devient uniforme et atteint la hauteur normale du mélange (zone d'écoulement uniforme aéré)" (Hager & Schleiss, 2009, p.363).

Une conséquence immédiate de l'entraînement d'air est que, dans la région aérée, la concentration en air sur le fond permet de réduire considérablement le risque de cavitation sur le coursier. Cependant, en amont du point de début d'entraînement d'air, si l'écoulement n'est pas aéré, le risque de cavitation persiste (Hager & Schleiss, 2009).

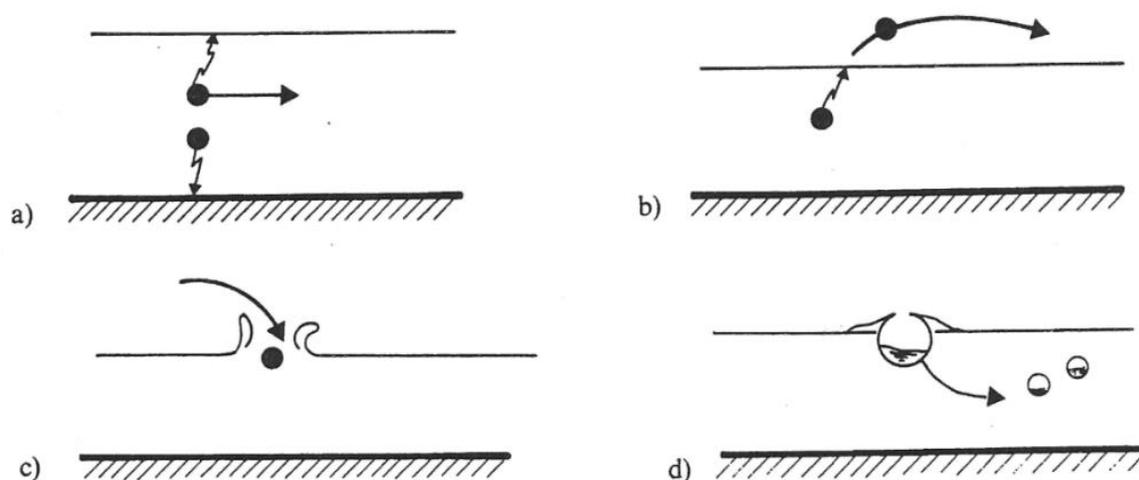


Figure 33. Mécanisme de l'entraînement d'air dans un écoulement à grande vitesse : a) la haute turbulence crée des composantes latérales importantes et b) l'éjection des gouttes d'eau dans l'air qui en retombant, c) l'ouverture de la surface liquide; d) cette dernière, en se refermant, emprisonne de l'air avec la goutte qui reste dans l'eau à cause de la haute turbulence : un écoulement diphasique est dès lors créé - (Hager & Schleiss, 2009, p.361).

7.3. Les risques de cavitation

La cavitation est un phénomène de discontinuité apparaissant au sein d'un fluide en raison d'une baisse complète de la pression, sans changement important de la température.

C'est un phénomène complexe et loin d'être parfaitement compris. Néfaste à de nombreux systèmes industriels, elle est en outre difficilement prévisible et donc maîtrisée. Cependant, elle peut être utilisée dans certains procédés nécessitant un fort débit ou de très hautes-pressions. Même si de nombreux progrès ont été réalisés sur son étude dont notamment la prévision et la mise en évidence de micro-jets liquides, il reste encore beaucoup à apprendre.

8. Conclusion

Dans ce chapitre, on a su donner une description des différentes géométries de canaux et des différents régimes d'écoulements pour bien comprendre physiquement le phénomène d'ondes qui lui est associé.

Concernant les marches d'escalier, on a vu qu'il existe trois types d'écoulements :

- Régime d'écoulement en nappe.
- Régime de transition.
- Régime en mousse.

L'avantage majeur des marches d'escalier est de favoriser naturellement l'entraînement d'air, donc la dissipation d'énergie.

D'après la recherche bibliographique, on a trouvé beaucoup d'études expérimentales concernant les convergents et les marches d'escalier, mais pas ensemble. C'est ce qu'on va vous proposer dans ce petit travail.

Chapitre 2 : Etat d'art

1. Introduction

L'hydraulique est un élément indispensable à la vie, qui se manifeste autour de nous sous plusieurs formes, les plus fréquents dans la nature et qu'on peut les observer à l'œil nu sont les écoulements à surface libre dans des canaux naturels ou artificiels, ces écoulements sont dus à la pente des canaux et non à la différence de charge.

Plusieurs recherches dans ce domaine ne cessent d'avancer et vu la complexité du phénomène, toutes les recherches visent deux choses, la compréhension du phénomène et la prévision du comportement du fluide. Les études se font suivant deux chemins complémentaires (la modélisation physique par l'expérimental et la modélisation numérique par la simulation).

La variation de la section du canal (convergent ou divergent), et même de la pente modifiera les paramètres hydrauliques de l'écoulement (surface mouillée, rugosité...etc.)

Pour bien manipuler les écoulements à surface libre dans les canaux artificiels plusieurs études ont été réalisées en faisant varier la section, la pente, et la rugosité du canal.

2. Les canaux en marches d'escalier

Depuis la fin de la préhistoire les barrages ont été construits pour répondre aux différents besoins, notamment l'alimentation en eau potable et l'irrigation.

En remontant dans l'histoire et avec la succession des civilisations, les barrages deviennent de plus en plus immenses engendrant des nouveaux objectifs tels que : la production de l'électricité, l'industrie, et même l'intérêt touristique.

L'accumulation des eaux en amont des grands barrages devient un souci majeur vu les hauteurs de chute qui sont relativement grandes (l'énergie potentielle), dans ce concept plusieurs solutions ont été proposées :

- Mettre en place un bassin amortisseur en pied de coursier
- Recourir à l'utilisation d'auges ou de sauts de ski
- L'utilisation d'un type particulier de coursier en marches d'escalier qui utilise le phénomène d'entraînement d'air et de turbulence pour dissiper l'énergie de l'écoulement.

Les coursiers en marches d'escalier furent fréquemment utilisés pour contribuer à la stabilité des barrages et à la dissipation de l'énergie.

L'utilisation de coursiers en marches d'escalier permet de réduire le coût et d'augmenter la performance et la durée de vie d'un grand nombre de barrages en BCR (béton compacté en rouleaux), notamment grâce à la construction économique et rapide du coursier sur la face aval (Boes et Hager, 2003a).

Le gain sur le coût du projet peut ainsi atteindre 20% par rapport à d'autres techniques, comme l'évacuateur incliné (Peyras *et al*, 1992). La réalisation de marches sur la face aval du barrage entraîne également plusieurs avantages comme par exemple un accès facile et plus sécurisé lors des périodes d'inspection et de maintenance du coursier (Matos, 2003).

Ces bénéfices ont offert aux coursiers en marche d'escalier une popularité significative auprès des ingénieurs de construction (spécialisés dans les barrages), ainsi qu'une matière précieuse auprès des chercheurs qui ont contribué à l'évolution de cette technique à l'aide de leurs études, dans ce chapitre on va essayer de donner un aperçu sur leurs travaux récents dans ce domaine.

2.1. Travaux de Pr Chanson, 1995 -2015

Aucun travail scientifique sur les écoulements en marches d'escalier ne peut être effectué sans citer les travaux de Chanson, et l'étude présente n'est pas une exception de ce fait là, certains chercheurs ont allé plus loin en lui appelant (le père des écoulements diphasiques)

Vu le nombre énorme des travaux effectués de la part de Chanson sous plusieurs formes (recherches, livres, articles, expériences ...etc.), on va essayer par la suite de citer les travaux les plus importants :

- 2015 : dissipation d'énergie dans les structures hydrauliques.
- 2014 : technique de triple décomposition des écoulements diphasiques : application aux déversoirs étagés.
- 2007 : processus d'entraînement d'air dans les chutes d'eau pour un fort débit.
- 2001 : l'hydraulique de chutes en marches d'escalier et déversoir.
- 1997 : l'entraînement de bulles d'air dans les écoulements à surface libre.
- 1995 : conception hydraulique des cascades en escalier.

Pas mal de chercheurs ont pris le chemin de H.Chanson et ils ont participé eux-mêmes au développement des recherches, mais leurs résultats tendent à se rapprocher à ceux de H.Chanson, Diverses recherches ont également étudié les propriétés basiques de l'écoulement (Horner, 1969 ; Peyras *et al*. 1991,1992 ; Chanson 1994b), la dissipation d'énergie (Chamani et Rajaratnam, 1994 ; Chanson et Toombes, 1997a) et les phénomènes d'entraînement d'air dans le cas d'écoulement en nappe (Chanson et Toombes, 1997b ; Toombes et Chanson, 2000). D'autres résultats expérimentaux, comme par exemple ceux de Boes et Hager (2003), ont également abouti à une formulation pour prédire le début de l'écoulement en mousse. Leurs résultats sont relativement en accord avec ceux d'autres chercheurs tels Rajaratnam (1990), Stephenson (1991), Chanson (1996), Yasuda et Ohtsu (1999) ou encore Matos (2001) pour des inclinaisons de coursier de $25^\circ < \phi < 55^\circ$.

Chanson (1994a) ainsi que Wood *et al*. (1983) ont développé des formules simples sous forme de puissance, indépendamment les uns aux autres, à partir d'observations sur modèles en laboratoire, afin de prédire la localisation du point de début d'entraînement d'air sur le coursier. Les deux formules sont relativement semblables et cohérentes (voir p.62 de Minor et Hager, 2000). Boes et Hager (2003) proposent une formule approximative, basée sur certaines hypothèses, permettant de prédire la hauteur de chute nécessaire pour aboutir à l'écoulement uniforme, uniquement en fonction de l'inclinaison du coursier et de la hauteur critique h_c .

2.2. Travaux de Pr Saâdia Benmamar, 2006

Son travail consiste à tirer à travers des essais expérimentaux sur des modèles réduits en marches d'escalier des lois empiriques et d'élaborer des modèles numériques et mathématiques sur les écoulements en marches d'escalier.

Ses expériences ont été faites sur trois parties, la première partie consiste à faire deux modèles de canaux en acier à motifs périodiques de dimensions 4cm x 4cm x 8cm et 8cm x 8cm x 8cm ont été installés, L'eau s'écoule à surface libre dans un canal de dimensions 20 cm x 38,5 cm. Trois différentes pentes ont été choisies (à l'horizontale = 0° et deux fortes pentes = 20° et 41°) et 4 débits ont été considérés. L'objectif est de relever pour un débit et une pente donnés, le profil de la surface libre et d'observer l'écoulement, pour chaque modèle.

La deuxième partie consiste à faire un modèle réduit constitué de treize motifs périodiques dont les dimensions sont 8 cm x 8 cm x 25cm, deux mesures principales ont été effectuées, qui consistent en la mesure des débits et des hauteurs d'eau. Trois pentes ont été considérées : $\text{tg } \alpha = 4,25 \%$, $\text{tg } \alpha = 3 \%$, et $\text{tg } \alpha = 1,6 \%$ (faibles pentes), l'objectif est de proposer une loi d'écoulement au-dessus des éléments triangulaires fixés sur le fond du canal

Pour la troisième partie, trois modèles des canaux en marche d'escalier de différentes dimensions ont été installés, modèle (1) constitué de 10 marches (11,5cm x 8,2cm x 8,0cm) ; modèle (2) constitué de 13 marches (8,0cm x 8,0cm x 8,0cm) ; modèle (3) constitué de 15 marches (5,75cm x 4,1cm x 4,0cm)

Les résultats obtenus sont :

- Le point d'inception s'éloigne de la crête du déversoir avec l'augmentation du débit.
- Le taux de dissipation dans l'écoulement en nappe est beaucoup plus important que dans le cas l'écoulement très turbulent.
- La loi de la perte de charge proposée est : $Q = 0,55y^{7/4}\sqrt{2g}(\sin \alpha)^{0,6}\sqrt{J}$, avec Q : le débit, y : la hauteur d'eau, α : l'angle d'inclinaison du canal.
- L'écoulement est régi par l'équation : $Q = 1,84h^{5/3}\sqrt{2g}\sqrt{\tan \alpha}$, avec, h : la hauteur d'une marche
- Les dimensions des marches influencent sur la nature de l'écoulement.
- L'augmentation du débit diminue le taux de dissipation
- Les canaux en marches d'escalier offrent une dissipation importante de l'énergie cinétique par rapport aux canaux lisses
- L'existence de différents régimes d'écoulement, les lois empiriques extraites des résultats expérimentaux ont permis l'étude de ces régimes d'écoulement :

Pour le régime d'écoulement très turbulent la loi est : $\frac{dc}{h} = -0,53\frac{h}{l} + 1,11$. Avec, dc : la profondeur critique, l : la largeur d'une marche.

Pour le régime d'écoulement en nappe la loi est : $\frac{dc}{h} = 0,12\left(\frac{h}{l}\right)^{-1,12}$

- Les formules empiriques de détermination des caractéristiques du point d'apparition de l'eau blanche sont : $\frac{Li}{Ks} = 9,72Fr^{0,72}(\sin \alpha)^{0,08}$ et $\frac{di}{Ks} = \frac{0,42}{(\sin \alpha)^{0,04}} Fr^{0,59}$

avec, Li : distance séparant le point de l'ascension de la couche limite du point d'inception, Ks : Rugosité équivalente, Fr : nombre de Froud, di : hauteur d'eau au point d'inception.

Dans une deuxième partie, plusieurs modèles mathématiques accompagnés à leurs applications numériques ont été élaboré sur les écoulements dans les coursiers en marches d'escalier en utilisant la méthode des différences finie, ces modèle consistent à : calculer la position du point d'inception, simuler le comportement d'un écoulement extrêmement turbulent, simuler l'écoulement turbulent en amont du point d'inception, et calculer les paramètres hydrauliques de l'écoulement. Ces modèles ont satisfait les critères déterminés comme fondamentaux au départ : Adaptation à tous les canaux en marches d'escalier et offrir une réponse opérationnelle à la gestion du phénomène d'aération.

2.3. Travaux de SILVESTRI Aurélien, 2011-2012

L'objectif principal de l'étude est de valider ou refuser l'hypothèse de départ qui postule que dans certaines situations, recourir à l'utilisation de déversoirs en touches de piano. A la place des déversoirs libres standards (Creager), pourrait conduire à une augmentation de la dissipation d'énergie, à longueur de coursier identique ou encore que les caractéristiques géométriques particulières des déversoirs en touches de piano permettraient d'atteindre l'écoulement uniforme sur des longueurs de coursiers en marches d'escalier réduites (en comparaison avec des seuils libres standards).

Le modèle physique utilisé est composé d'un coursier en marches d'escalier de $0,494 m$ de largeur combiné à un réservoir amont et à un chenal horizontal en aval, Ce dernier présente une longueur de $4,22 met$ une largeur de $0,475 m$. Le réservoir du modèle est alimenté en eau par un réseau fermé de canalisations sous pression équipé d'une pompe régulée, pouvant fournir un débit allant jusqu'à $150 l/s$, la distance entre la plaque de tranquillisation et le début du seuil est $1 m$.

Les essais expérimentaux ont consisté à déterminer, pour une gamme de débit stationnaire allant de 10 à $80 l/s$ par pas de $5 l/s$, la dissipation d'énergie se produisant lors du passage sur le seuil, le long du coursier en marches d'escalier et lors de l'impact du jet sur le chenal aval.

L'expérimentale concerne la comparaison, dans un environnement idéalisé, la dissipation d'énergie se produisant sur un coursier en marches d'escalier en aval d'un seuil libre standard (Creager) par rapport à celle apparaissant pour le même coursier associé successivement à deux géométries différentes de déversoir en touches de piano (PKW1 & PKW2).



Figure 34 .Comparaison de la position du point de début d'eau blanche (chenal aval dans sa position I, pour $Q = 30 \text{ l/s}$) - gauche : seuil libre standard, centre : PKW1 et droite : PKW2.

Les résultats obtenus indiquent que la dissipation d'énergie relative est ainsi plus grande, à hauteur de barrage semblable, avec des déversoirs en touches de piano qu'avec un seuil libre en crête de barrage (Creager) pour les grands débits. De plus, la longueur du coursier et la géométrie du PKW semblent également avoir leur influence sur les résultats

En conclusion, le type de seuil utilisé en crête du coursier semble bel et bien, dans certaines situations, avoir un effet sur le niveau de la dissipation d'énergie se produisant sur l'ouvrage.

2.4. Travaux Stefan Felder et Hubert Chanson, 2014

Les expériences ont pour objectif d'étudier les propriétés d'écoulement à deux phases, l'aération de l'écoulement, la vitesse et les caractéristiques de la turbulence. Les expériences ont été menées sur deux configurations des coursiers en marches d'escalier de grande taille et de formes différentes, dont les dimensions sont bien représentées dans la figure suivante :

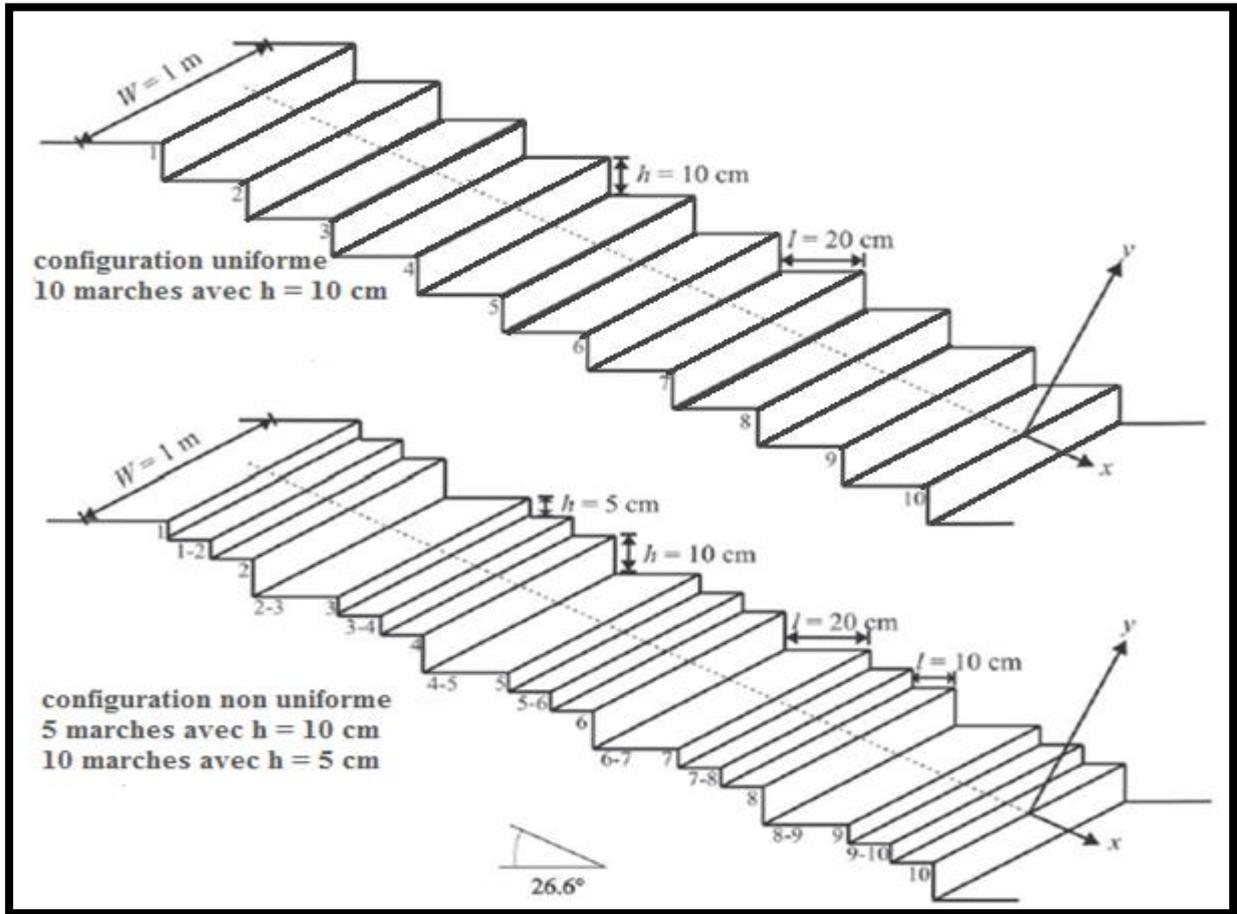


Figure 35 .Configurations des coursiers en marche d'escalier uniforme et non uniforme

Ces expériences ont été menées grâce à des appareils de mesure de point : un compteur de déplacement acoustique qui a permis de mesurer les profils de la surface libre, les fluctuations de la surface libre, la surface libre en fonction du temps et la célérité des ondes de surface libre à la fois dans les régions aérées et non aérées sur le coursier non uniforme, les débits unitaires considérés sont compris entre 0.005 et $0.241 \text{ m}^2/\text{s}$

L'étude expérimentale a été réalisée sur un coursier en marche d'escalier non uniforme, les résultats ont été comparés avec l'uniforme pour la même pente $\theta = 26.6^\circ$. Les importants résultats sont comme suit :

- Une petite instabilité sur les gouttelettes éclaboussées dans le coursier non uniforme
- Les régimes d'écoulement pour les coursiers uniformes et non uniformes étaient en accord étroit.
- Des petites différences ont été observées dans le taux de compactage de bulles et les niveaux de la turbulence
- L'analyse comparative montre que le changement du coursier de l'uniforme au non uniforme a un effet sur le mélange diphasique (air-eau) : apparition d'une grande instabilité d'écoulement et des fortes variations des propriétés d'écoulement air-eau en aval
- Dans la région non aérée, le profil de la surface libre est près d'une prédiction théorique.

2.5. Travaux de Kharbache Khadîdja, 2015

Cette étude était effectuée suivant deux chemins numérique et expérimental, sachant que la partie expérimentale a été faite pour valider le modèle numérique développé au début de l'étude.

L'étude numérique, basée sur la résolution par le code commercial Fluent des équations de Navier Stokes moyennées (Reynolds Averaged Navier-Stokes Equation) associées au modèle de turbulence k- ϵ standard et à la méthode VOF, a permis de déterminer l'évolution le long de l'évacuateur de crue des principales grandeurs caractéristiques de l'écoulement d'eau telles que les distributions des lignes de courant, des iso-vitesses, de la pression totale, de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation. Une étude comparative entre la méthode VOF et multiphasique a été également effectuée.

Des expériences ont été faites sur une maquette d'évacuateur de crue en marches d'escalier incliné d'un angle $\theta=30^\circ$, de longueur 138 cm et comportant 32 marches d'escalier, 3 débits ont été considérés 1,75 l/s ; 1.42 l/s ; 0.52 l/s.

Les caractéristiques de l'écoulement sont déterminées à l'aide d'une caméra rapide en prenant des photos de l'écoulement aux différents points de l'évacuateur de crue, l'épaisseur de la lame d'eau était mesurée par un pont de jauge, et la pression à l'aide d'un tube piézométrique



Figure 36 . Dispositif expérimental

Les résultats obtenus sont :

- la forme de la paroi ainsi que les dimensions des marches influencent considérablement sur les valeurs caractéristiques de l'écoulement.
- L'augmentation du nombre de marches qui s'accompagne d'une diminution de leurs hauteurs engendre un accroissement de la vitesse et de la pression de l'écoulement ainsi qu'une diminution de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation.

Après avoir validé le code numérique par une étude expérimentale, une analyse a été effectuée sur l'influence des principaux paramètres caractéristiques de l'écoulement tel que la charge

dynamique, la forme de la paroi, la dimension des marches ainsi que l'inclinaison des contremarches et des marches sur les principales grandeurs caractéristiques de l'écoulement.

3. Les canaux en transition convergente

L'étude des écoulements non permanents dans des canaux à ciel ouvert représente un élément très important dans l'hydraulique, les recherches dans ce domaine sont assez vastes et assez compliquées. En particulier, si ces écoulements sont à caractère bidimensionnel, en régime torrentiel et dans des canaux non prismatiques, présentant des changements locaux de section qui sont le siège d'apparition de très fortes instabilités à la surface, caractérisées par des ondes transversales souvent assez désagréables et qu'il faut essayer, dans la mesure du possible, de les éviter ou de les réduire.

Cette complexité a été d'ailleurs soulignée par Galilée (1564-1642) : *"Je me suis heurté, dit-il, à moins de difficultés dans la découverte du mouvement des corps célestes, malgré leur éloignement étonnant que dans les recherches sur le mouvement de l'eau courante qui se produit cependant sous nos yeux"*.

Plusieurs chercheurs ont essayé d'analyser ce type d'écoulement avec toutes ces complexités, afin de présenter l'influence d'un changement de direction de la paroi d'un canal sur la surface de l'eau. Dans ce qui suit on va essayer de donner un aperçu sur des travaux effectués dans ce domaine.

3.1. Travaux de Pr Berrekssi (1993-2012)

Berrekssi a consacré sa carrière d'étude (ingénieur, magister, et doctorat) sur les écoulements à surface libre dans des canaux à géométrie variable.

Le but de son travail était d'analyser les écoulements à surface libre des canaux non prismatiques à section transversale en prenant en compte trois cas :

- L'écoulement supercritique dans un rétrécissement
- L'écoulement supercritique dans un élargissement
- Le ressaut hydraulique dans un élargissement

Un modèle mathématique a été élaboré, il consiste à d'obtenir à partir d'un régime non permanent des solutions en régime permanent par la convergence en utilisant la méthode des éléments finis. L'application expérimentale a été faite sur les modèles présents dans Figure 37, Figure 38, Figure 39.

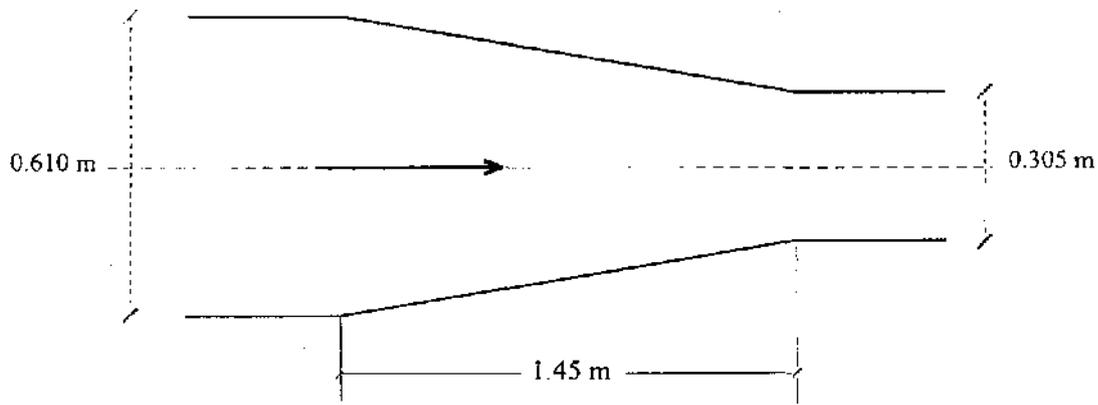


Figure 37 .rétrécissement rectiligne symétrique

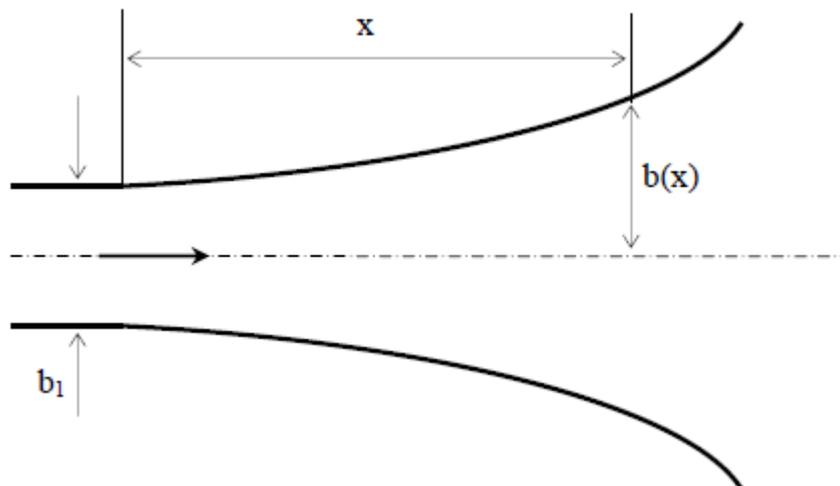


Figure 38 .Elargissement progressif (élargissement de rouse)

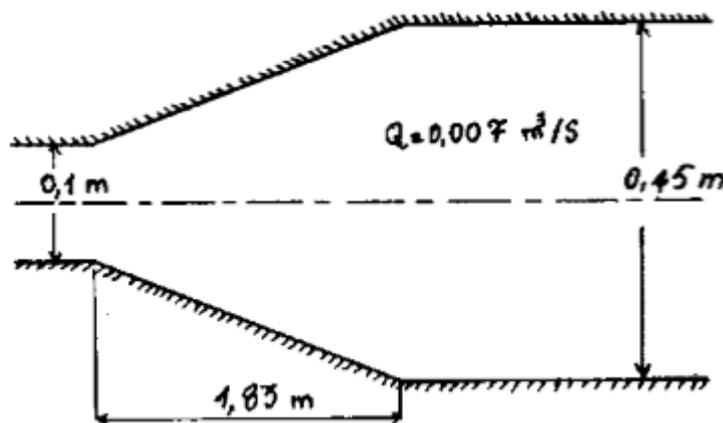


Figure 39 .Elargissement rectiligne symétrique

Les résultats obtenus à partir des trois applications traitées prouvent que le modèle est efficace pour simuler les écoulements à l'état permanent, les résultats sont très satisfaisants aussi bien au niveau de la paroi qu'au niveau de l'axe médian du canal où l'hypothèse la distribution hydrostatique des pressions n'est plus validée.

Suite à la première partie d'étude, Berrekssi a mis en évidence un autre paramètre qui influence les écoulements supercritiques dans des structures hydrauliques convergentes et divergentes c'est la pente, l'effet de deux types de pentes a été étudié : très faible pente et forte pente, avec comme objectif la détermination des profils des lignes d'eau le long de l'axe médian et le long de la paroi latérale solide de ces transitions

Un modèle mathématique a été développé avec une résolution numérique par deux schémas aux différences finis le schéma de McCormack et le schéma de GABUTTI. Les applications sont réalisées sur les modèles suivants :

- Un rétrécissement rectiligne à faible pente (considéré nulle) où on observe deux surélévations distinctes dans la ligne d'eau le long de l'axe de symétrie, l'une à l'entrée de la transition et l'autre juste à la fin de la contraction et deux autres surélévations le long de la paroi latérale l'une à la fin de la contraction et l'autre loin de la paroi latérale rectiligne.
- Un élargissement progressif à faible pente (considéré nulle) où le profil à surface libre le long de la paroi latérale diminue en fonction de la distance, la diminution est aussi rapide par rapport à celle de l'axe central.
- Un canal prismatique à forte pente ($\alpha = 28^\circ$, 0,74 de longueur et 0,41 de largeur, $Q=0,0344 \text{ m}^3/\text{s}$, $Q=0,0689 \text{ m}^3/\text{s}$ et $Q=0,093 \text{ m}^3/\text{s}$) où la profondeur de la pente diminue avec l'augmentation de la pente du fond du canal prismatique, pour une pente considérable l'écoulement engendre une augmentation de la vitesse en fonction de la distance.
- Un élargissement rectiligne à pente variable ($\alpha = 0,745^\circ$, $\alpha = 4,014^\circ$ et $\alpha = 7,470^\circ$) où on observe à ($\alpha = 0,745^\circ$) un rabaissement de la ligne d'eau par rapport à la ligne théorique, à ($\alpha = 4,014^\circ$) la ligne théorique est totalement inférieure aux mesures expérimentales sauf à la fin de la transition et à ($\alpha = 7,470^\circ$) la ligne théorique est au-dessous des mesures expérimentales au début de la transition puis devient au-dessus de celle-ci.
- Un rétrécissement rectiligne à forte pente ($\alpha = 15^\circ$, $\alpha = 25^\circ$ et $\alpha = 40^\circ$) où on n'observe pour les trois pentes aucune surélévation importante de la ligne d'eau, les lignes d'eau gardent une hauteur presque constante dans la zone de transition. Juste à la fin de la contraction, la profondeur de l'écoulement chute rapidement, l'augmentation de la pente entraîne une diminution de la ligne d'eau au niveau de la paroi latérale.
- Un élargissement progressif à forte pente ($\alpha = 15^\circ$, $\alpha = 25^\circ$ et $\alpha = 40^\circ$) où on observe pour les trois pentes un rabaissement à l'amont de la ligne d'eau, plus la pente de radier augmente plus le rabaissement devient important, l'écoulement se fait sans perturbation dans la transition.

Le modèle mathématique avec le schéma de MacCORMACK et le schéma de GABUTTI donne de bons résultats avec la théorie.

Dans la continuation de son travail cette fois ci la résolution numérique par la méthode de différence fini est calculée par le schéma le schéma explicite de MacCORMACK et le schéma

implicite de Beam et Warming. Trois cas des cas précédent ont été étudiés : Une contraction rectiligne symétrique, un élargissement symétrique de Rouse et une expansion rectiligne symétrique, avec comme objectif la détermination des profils des lignes d'eau le long de l'axe médian et le long de la paroi latérale solide de ces transitions.

Les résultats obtenus par chaque schéma ont été comparés tout d'abord avec les résultats numériques et expérimentaux retrouvés par d'autres chercheurs. Ensuite, une comparaison entre les résultats trouvés par les deux schémas a été faite.

Par la suite une étude approfondie est entamée en utilisant le modèle numérique basé sur le schéma choisi et ayant pour objectifs, d'une part, la détermination des réseaux d'écoulement et des champs de vitesses, et d'autre part, la généralisation de l'étude aux cas des transitions hydrauliques avec des pentes de fond variable. Plusieurs paramètres numériques ont été étudié à savoir le pas de discrétisation longitudinal, le pas de discrétisation transversal, les pas de discrétisation longitudinale et transversale simultanément et le nombre de courant relatif à la condition de stabilité du schéma numérique explicite.

Puis, une étude dans laquelle l'influence des quelques paramètres hydrauliques (nombre de Froude incident, nombre de Manning, longueur de la transition, largeur amont de la transition) a été prise en considération. Les résultats sont :

- Pour une contraction rectiligne d'un canal : l'allure de la surface libre change en variant le nombre de Froude incident et le nombre de Manning : plus on augmente la valeur du coefficient de Manning, plus la ligne d'eau enregistre une surélévation plus importante avec une perturbation au niveau du canal rectangulaire. Pour des longueurs de transition dont la contraction dépassant ($L=1.45$ m), les profils des lignes d'eau présentent des surélévations plus grandes et les perturbations se décalent de plus en plus loin en aval. Pour des longueurs inférieures à celle de référence, les lignes d'eau donnent des hauteurs et des discontinuités importantes.
- Pour un élargissement progressif : L'augmentation de nombre de Froude et celui de Manning engendre des surélévations du profil d'eau en chaque point, la variation de la longueur de la transition n'influe pas sur l'allure de la ligne d'eau

3.2. Travaux de S.Kocaman et H.O.Cagatay, 2012

L'objectif de cette étude est de voir l'effet de la contraction d'un canal en cas de rupture d'un barrage. Une expérience a été effectuée dans un canal horizontal en laboratoire, avec l'installation d'un obstacle sous forme triangulaire pour former les deux structures convergent-divergent, le schéma du modèle ainsi que les dimensions sont figurées dans la figure ci-dessous

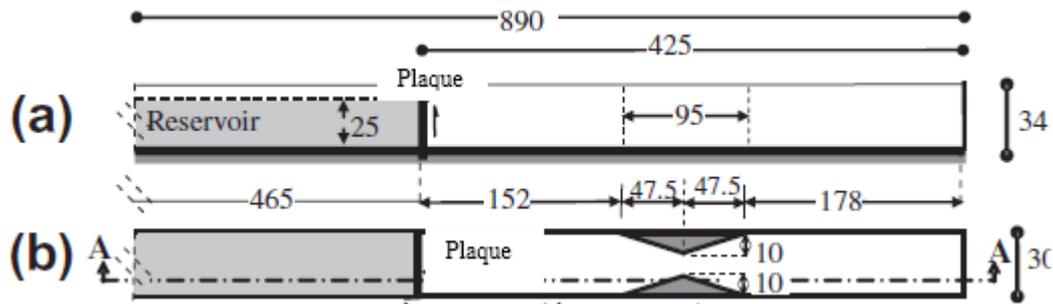


Figure 40 .Schéma de l'installation expérimentale, longueur en (cm)

Les données expérimentales seront comparées avec les résultats de la simulation numérique.

Les profils de surface libre ont été déterminés à l'aide d'un traitement d'image numérique (50 image /s).



Figure 41 .Image des ondes croisées à l'aval de la contraction

Dès l'ouverture de la plaque, une onde se propage rapidement en aval, une partie de l'onde passe à travers l'ouverture de l'obstacle, tandis que l'autre reflète vers l'amont en formant une onde négative. Le niveau de l'eau commence à s'élever dans la partie convergente de l'obstacle, tandis que le niveau de l'eau diminue rapidement sur la partie divergente. L'écoulement est fortement turbulent avec une vitesse verticale élevée.

Les données expérimentales (obtenues par la technique des images qui donne une bonne qualité de données d'une manière simple et économique sans perturber l'écoulement) ont été comparées avec la simulation numérique RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes). Malgré quelques divergences sur la prédiction de l'onde négative, il y a un bon accord entre les résultats numériques et calculés pour l'évolution temporelle de la profondeur de l'eau.

4. Conclusion

Suite à cette recherche bibliographique, on peut constater qu'il y a eu beaucoup d'études expérimentales et numériques sur les écoulements à surface libre dans les canaux à géométrie variable, soit dans les canaux en transition convergente et divergente ou bien sur les coursiers en marches d'escalier. Par cette étude expérimentale on veut donner naissance à une étude qui

consiste à faire la jonction entre ces deux types de canaux : un canal avec transition convergente à l'amont lié à un coursier en marches d'escalier à l'aval.

Chapitre 3 : Installation expérimentale

1. Introduction

Dans cette partie, on fait une description des installations et des instruments de mesure utilisés dans les essais expérimentaux effectués.

Dans le but d'étudier les écoulements dans le convergent en forme d'entonnoir symétrique en extension avec un coursier en marches d'escalier, et tracer la ligne d'eau résultante, des essais expérimentaux ont été menés sur un modèle physique, réalisé au sein du laboratoire d'hydraulique à l'école nationale polytechnique d'Alger.

Les essais ont été consacré à mesurer pour chaque pente et pour chaque débit, les différentes hauteurs d'eau, la pression (en matière de hauteur d'eau) et la vitesse instantanée de l'écoulement.

Les mesures de la hauteur d'eau sont effectuées au moyen d'un limnimètre qui se déplace suivant les directions (X) et (Y) alors que la pression est mesurée à l'aide des piézomètres, ainsi que la vitesse est mesurée à l'aide d'un micro moulinet qui se déplace aussi dans les directions (X), (Y). Le débit a été mesuré par la méthode volumétrique à l'aide d'un réservoir de volume bien déterminé et d'un chronomètre.

2. Présentation du modèle expérimental

Le modèle physique utilisé pour réaliser la présente étude (essais et mesures), est réalisé dans sa totalité en Plexiglas. Les figures **Figure 42** et **Figure 43** montrent les différents composants du modèle avec leurs dimensions.

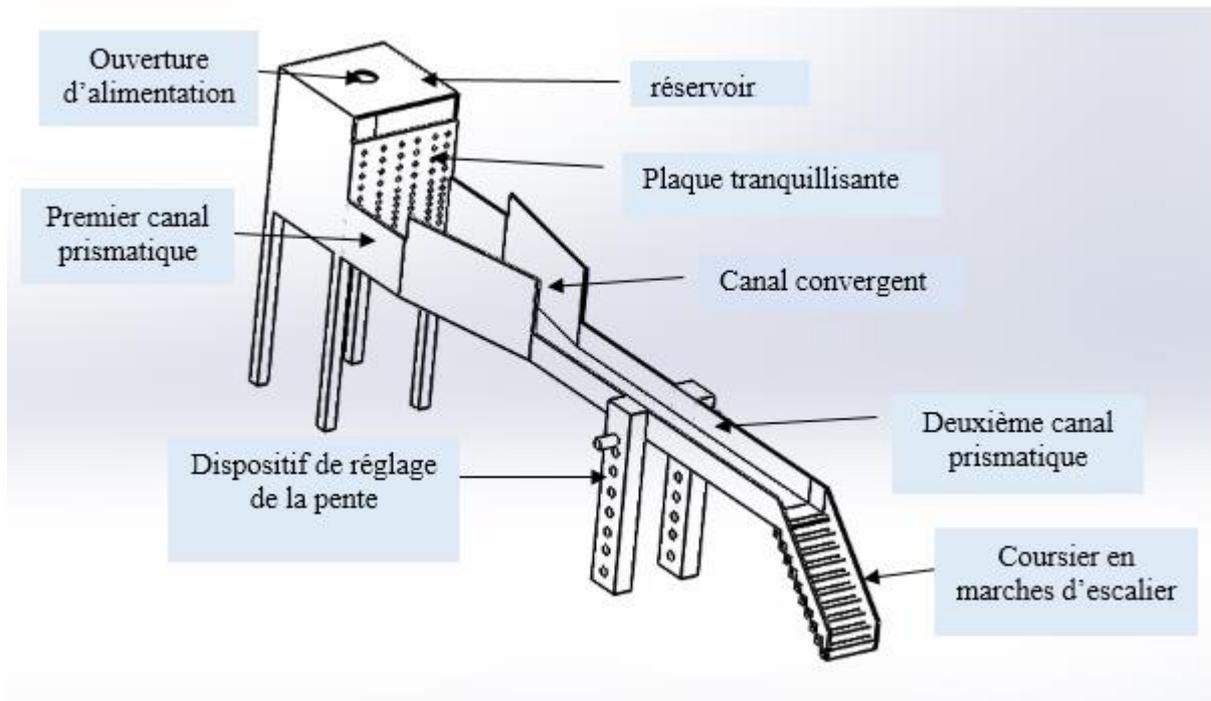


Figure 42. Schéma du dispositif expérimental

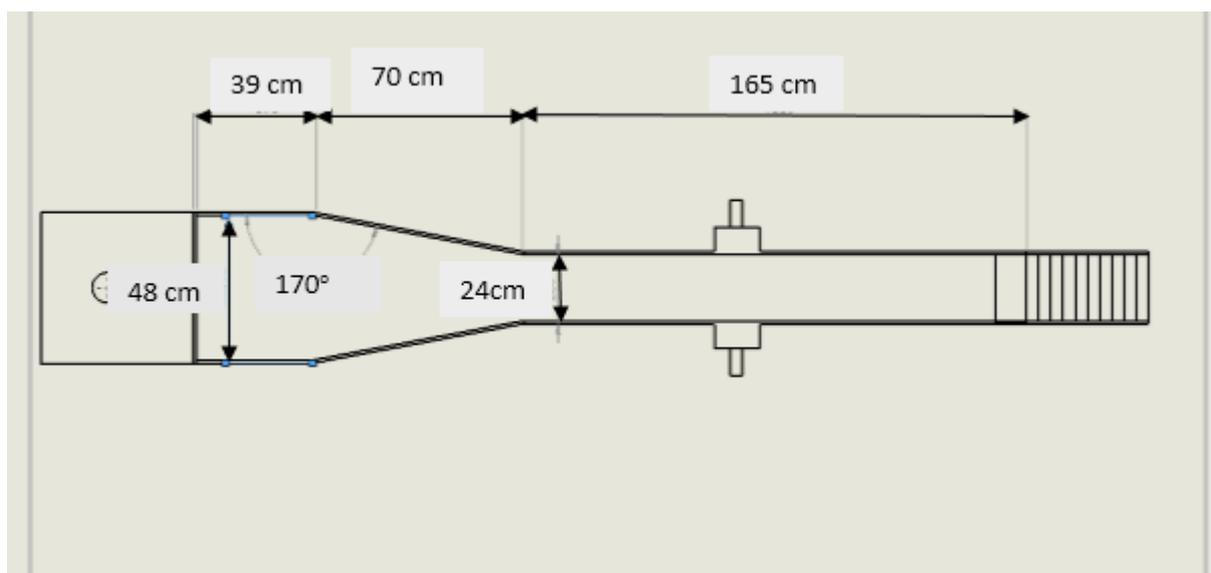


Figure 43. Dimensions du canal

Les différentes parties du modèle seront détaillées de l'amont vers l'aval dans ce qui suit

2.1. Réservoir

Un réservoir sous forme d'un cube en Plexiglas de dimensions (largeur = 48cm, longueur = 48cm, hauteur = 60cm), posé sur un support métallique de 1,85 m de hauteur. Ce réservoir est muni d'une plaque tranquillisante, afin d'éliminer toutes formes de vibration, de réflexion d'ondes et de vagues à la surface libre. Le réservoir est alimenté en eau, à partir de deux conduites qui se raccordent au château d'eau, ce dernier est alimenté à l'aide d'une pompe centrifuge.



Figure 44. Photo de réservoir

2.2. Premier Canal prismatique

Un petit canal prismatique qui permet une liaison entre le réservoir et l'entrée de la transition, les caractéristiques dimensionnelles du canal sont : Une largeur de 48 cm, une longueur de 39 cm, une hauteur des parois latérales de 30cm

2.3. La transition

Il s'agit d'un convergent symétrique en forme d'entonnoir (variation linéaire de la section transversale) dont les caractéristiques dimensionnelles sont : La largeur amont est de 48 cm, la largeur aval est de 24 cm, la longueur est de 70 cm, l'angle de déviation des murs latéraux est de 10°, la hauteur des parois latérales est de 30 cm. Selon Labiod La structure de ce convergent satisfait la formule donnée par Hager et Bretz :

$$\tan^{-1}(\theta) = \frac{1}{2} F 1 \left(\frac{b_1}{b_2} - 1 \right) ; \text{ Pour : } \theta > 0$$

Les caractéristiques géométriques du convergent citées précédemment vérifient bien l'équation donnée par Ippen et Dawson :

$$L = \frac{b_1 - b_3}{2 \tan \theta}$$

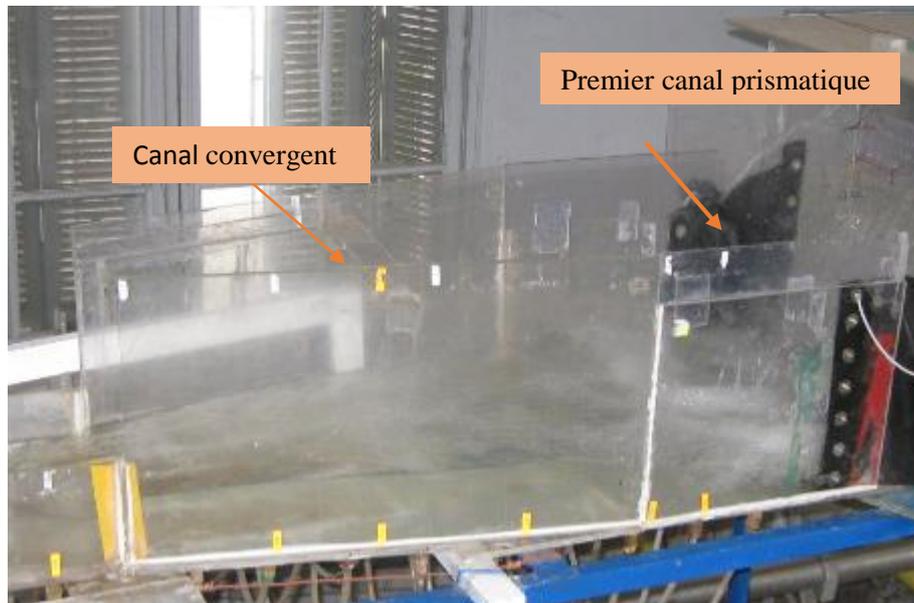


Figure 45. Photo de premier canal prismatique et de canal convergent

2.4. Le deuxième canal prismatique

Un canal prismatique allonge le convergent sur une longueur de 1,65 m. le châssis du canal prismatique et du canal convergent et en fer. Il est surélevé par des supports et muni par son extrémité amont par deux charnières fixées au support du réservoir permettant d'avoir les différentes valeurs de pentes du radier.



Figure 46. Photo du deuxième canal prismatique

2.5. Un canal en marches d'escalier

Un canal en marches d'escalier constitue la dernière partie de l'installation expérimentale de 58 cm de longueur composée de dix marches identiques, la hauteur des parois latérales est de 15 cm. Toute la structure est en plexiglas. Les caractéristiques dimensionnelles de chaque marche sont : 4 cm de hauteur, 25 cm de largeur et 4 cm de longueur

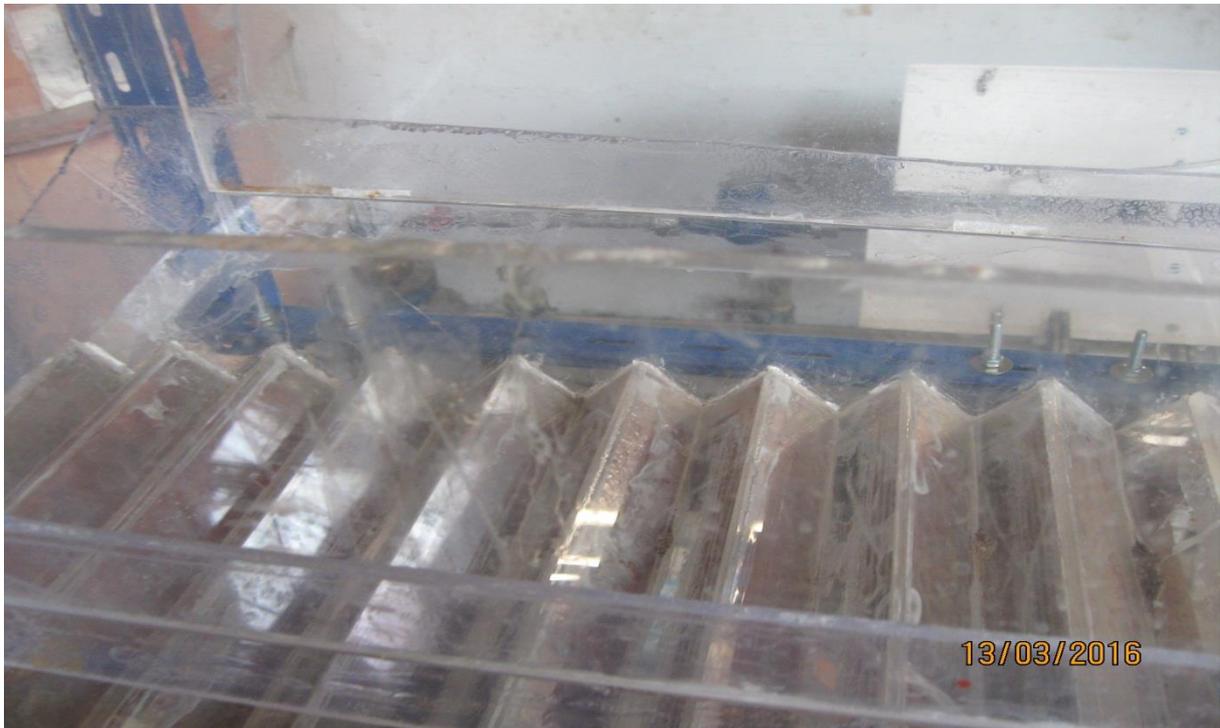


Figure 47. Photo du canal en marches d'escalier

3. Technique de mesure

3.1. Mesure du débit

La méthode de mesure du débit est très simple car il s'agit d'une méthode classique c'est la méthode volumétrique. Elle consiste à recueillir un volume d'eau dans un réservoir pendant un temps (t) bien déterminé à l'aide d'un chronomètre. Les dimensions du réservoir rectangulaire sont : 121 cm de longueur, 61 cm de largeur et 61 cm de hauteur.

Après avoir attendu un bon moment jusqu'à la stabilité du niveau d'eau, la hauteur h d'eau dans le réservoir est mesurée en (mm) à l'aide d'un limnimètre. Et on aura la valeur du débit par un simple calcul :

$$Q = \frac{h \cdot 0,61 \cdot 1,21}{t} \text{ (l/s)}$$

Ces procédures de mesure du débit sont répétées 3 fois afin de minimiser les pertes en cas d'éventuelle erreur. La valeur finale de débit sera la moyenne des trois débits calculés :

$$Q_f = (Q_1 + Q_2 + Q_3) / 3$$

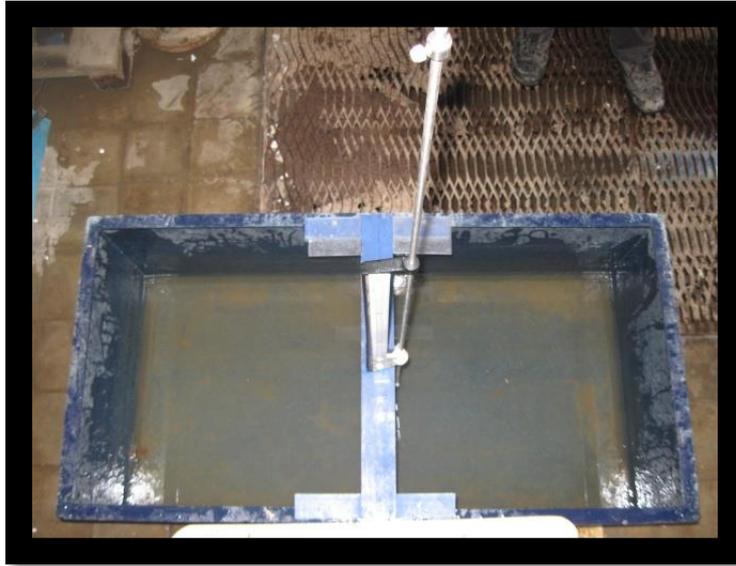


Figure 48. Photo du réservoir avec lequel on mesure le débit

3.2. Mesure de la pression

La mesure de la pression au fond du canal est effectuée à l'aide de 36 prises de pression de 3 mm de diamètre, répartie comme suit :

- 18 prises de pression placées le long de l'axe central.
- 18 prises de pression placées le long des parois latérales.

Les prises de pression sont reliées à des piézomètres, fixés sur une plaque adjacente permettant la lecture directe de pression en termes de hauteur d'eau.

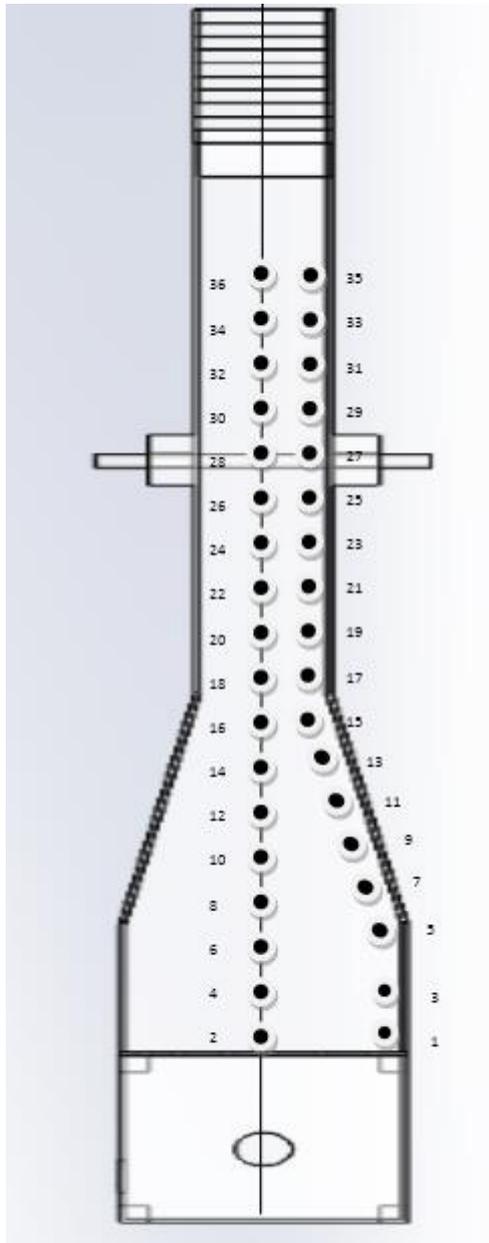


Figure 49. Distribution des prises de pression

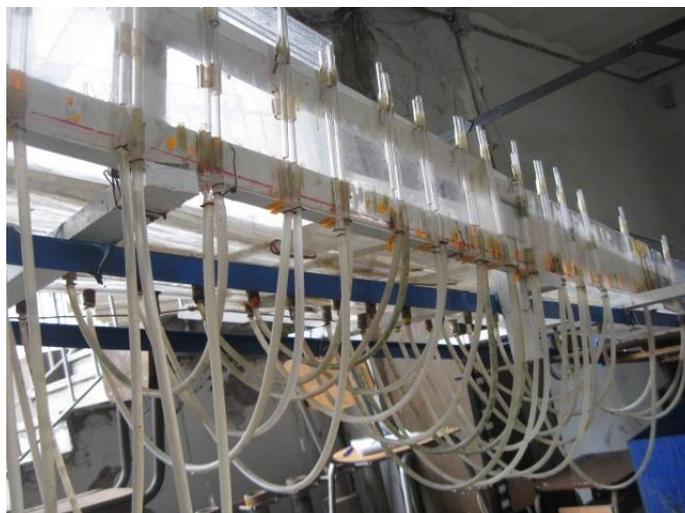


Figure 50. Photo de prises de pression

3.3. Mesure de la hauteur

La mesure de la hauteur d'eau dans tout le canal est effectuée à l'aide d'un limnimètre placé sur les deux parois latérales du canal qui jouent la fonction d'une raille permettant le déplacement du limnimètre suivant les deux directions (X) et (Y). La lecture de la valeur est faite dès que la pointe du limnimètre touche à peine la première couche d'eau.



Figure 51. Photo de limnimètre

3.4. Mesure de la vitesse

La vitesse instantanée aux différentes profondeurs est calculée à l'aide d'un dispositif composé de deux parties (micro moulinet et fréquencemètre) connectées l'une à l'autre par un fil électrique. Le micro moulinet est composé d'une tige graduée contenant dans son extrémité inférieure une hélice de 12 mm de diamètre, en plongeant l'hélice dans l'eau la force de l'écoulement cause le mouvement rotatif de l'hélice qui sera traduit par des fréquences qui s'affichent sur l'appareil électronique le fréquencemètre. Les vitesses sont calculées en fonction de fréquence par les deux formules :

$$V = 0.6 * f + 3 ; \text{ Pour : } f < 245 \text{ Hz}$$

$$V = 1,2 * f + 6 ; \text{ Pour : } f \geq 245 \text{ Hz}$$



Figure 52. Photos de dispositif de mesure de la vitesse

4. Canevas de mesure

Après avoir réalisé le modèle (canal convergent symétrique et le coursier en marches d'escalier). Nous avons effectué une première mise en eau pour déterminer les endroits où les fuites sont les plus importantes afin de les colmater en utilisant la silicone, le chloroforme et l'acétone

- On fixe la pente du canal principal α (premier et deuxième canal prismatique plus le convergent)
- On fixe la pente du canal en marches d'escalier β
- On ouvre la vanne d'alimentation et on fait varier le débit pour obtenir une bonne valeur, nous mesurons le débit par la méthode volumétrique expliquée auparavant et on refait la mesure de quatre à six fois pour atteindre à la valeur désirée.
- Pour un débit donné, on mesure au centre et aux parois latérales le long du canal :
 - Les pressions
 - Les profondeurs d'eau
 - Les vitesses
- On fait varier le débit Q en fixant les deux pentes α et β et on refait le même canevas de mesure

Pour le canal principal, on a considéré trois pentes ($\alpha = 0^\circ$; $\alpha = 5^\circ$; $\alpha = 10^\circ$), et pour chaque pente du canal on fait varier les trois pentes du coursier en marches d'escalier ($\beta = 0^\circ$; $\beta = 22.5^\circ$; $\beta = 45^\circ$). et pour chaque pente du canal principal et du canal en marches d'escalier on fait varier quatre débits ($Q_1 = 2,24$ l/s ; $Q_2 = 5,52$ l/s ; $Q_3 = 9,60$ l/s ; $Q_4 = 15,18$ l/s). La lecture des mesures (profondeur d'eau, pression et vitesse) est effectuée une fois la stabilité de l'écoulement est atteinte.

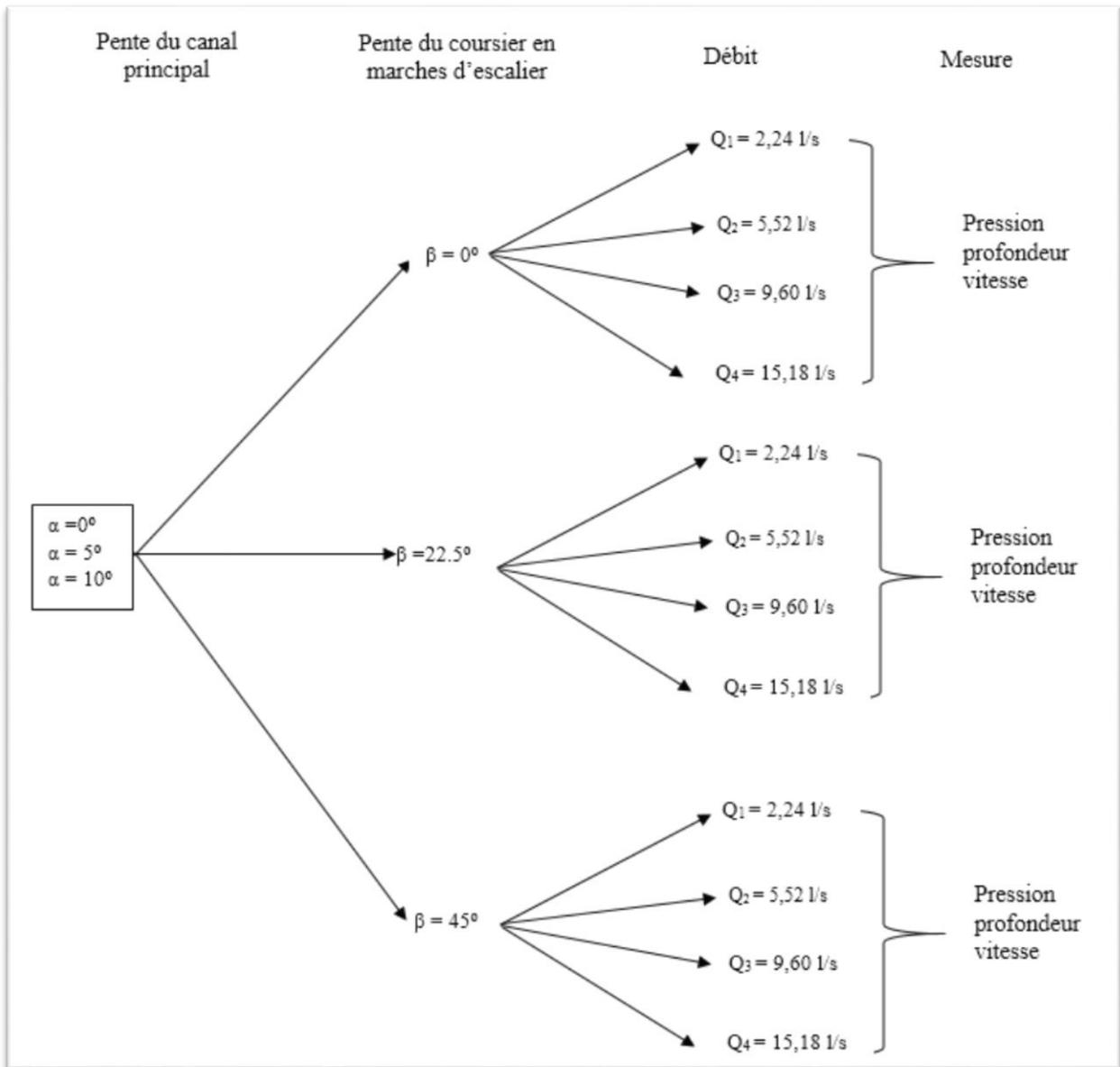


Figure 53. Procédure du travail

5. Incertitudes de mesure

Lorsqu'une campagne de tests expérimentaux en laboratoire, semblable à celle réalisée dans ce présent travail, est menée, une erreur sur les mesures (et donc sur les résultats) doit être définie. Les sources à l'origine de cette erreur sont multiples. Il peut s'agir du niveau de résolution ou de la précision des appareils de mesure, des déviations des mesures (étendues autour de la moyenne lors de l'enregistrement du signal), de l'effet du traitement appliqué aux données.

On peut distinguer deux types d'erreurs : les erreurs systématiques (petits écarts obtenus en fonctionnement nominal des équipements que des observations répétées ne permettent pas d'identifier ni de quantifier) et les erreurs aléatoires (manque de sensibilité de l'appareil de mesure, résolution de la lecture, fluctuations naturelles de la grandeur à mesurer, etc.).

Les erreurs systématiques ne sont pas affectées par la répétition des mesures et ne peuvent être réduites qu'en utilisant des en appliquant des corrections, lesquelles sont déterminées par des

mesures complémentaires telles que des étalonnages. L'application concurrente de différents appareils ou de différentes méthodes à la mesure d'un même débit peut permettre d'identifier certaines erreurs systématiques liées à un appareil ou à une méthode en particulier.

Les erreurs aléatoires sont réduites lorsque l'on répète les mesures, l'incertitude de la moyenne de n mesure indépendantes répétées étant n fois plus faible que l'incertitude de chacune des n mesure initiales (par exemple, si l'incertitude relative sur une mesure est de 10% et si la mesure est répétée 4 fois, l'incertitude de la moyenne de ces quatre mesures sera deux fois moindre, soit 5%). Cependant, ceci signifie également que plus on répète la mesure, plus le gain sur l'incertitude devient faible.

Pour les méthodes suffisamment rapides pour permettre la répétition des mesures, on considère généralement que la réalisation de trois à six mesures successives donnant des résultats du même ordre de grandeur constitue un bon compromis. G. Dramais (2011)

Il faut déterminer l'incertitude associée à chaque mesure prise en laboratoire. Entre autres :

1. la moitié de la plus petite mesure (échelle graduée sur l'instrument),
2. la plus petite mesure (utilisation d'une règle ou d'un appareil à aiguille)
3. plus (selon les mesures de l'expérience)

Pour un limnimètre : d'après la fiche technique il y a trois types d'erreurs

- La résolution : (± 0.1 mm)
- Précision typique : (± 0.2 mm)
- Répétabilité : (± 0.1 mm)

Donc nous avons une erreur maximale de (± 0.4) mm, nous rajoutant les erreurs de lecture estimée à $\pm 0,05$ mm, donc l'erreur globale du limnimètre est de Δh limnimètre = $\pm 0,5$ mm

Pour le débit : sachant que le débit est calculé par la formule suivante :

$$Q = \frac{h * 0,61 * 1,21}{t}$$

Donc l'incertitude sur le débit est calculée par cette formule : $\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{\Delta h}{h} + \frac{\Delta t}{t}$

$$\text{Donc l'erreur } \Delta Q = \left(\frac{\Delta h}{h} + \frac{\Delta t}{t} \right) Q$$

Pour la pression, l'erreur est une erreur de lecture, elle est estimée à Δh Pression = $\pm 0,5$ mm

Pour la vitesse : L'erreur est déterminée par l'appareil de mesure qui est le micro-moulinet, chaque type de moulinet ou de micro-moulinet dispose d'une erreur de calcul selon ses caractéristiques techniques, dans notre cas, l'erreur n'est pas mentionnée sur l'appareil de mesure et ne nous disposons pas de moyens de détermination des erreurs spécifiques à cet appareil.

6. Conclusion

On constate que nous avons à notre disposition, des moyens et des techniques de mesure et un bon plan du travail à suivre. Donc le chemin a été ouvert pour réaliser la présente étude et obtenir une gamme importante de résultats qui seront mis en discussion dans les chapitres suivants.

Chapitre 4 : Comparaison des résultats

1. Introduction

Avant la présentation de nos résultats et les mettre en discussion, nous constatons qu'il sera préférable de passer par une étape de comparaison de nos résultats avec ceux de LABIOD et KEBOUCHE, 1998 et ceux de HADDAD, 2001, pour donner une crédibilité à nos résultats et les valoriser

Nous prenons les deux cas sans marches d'escalier traités par LABIOD et KEBOUCHE : $\alpha=0$ et $\alpha=5$

2. Les hauteurs

2.1.Premier cas : pente du canal $\alpha = 0^\circ$

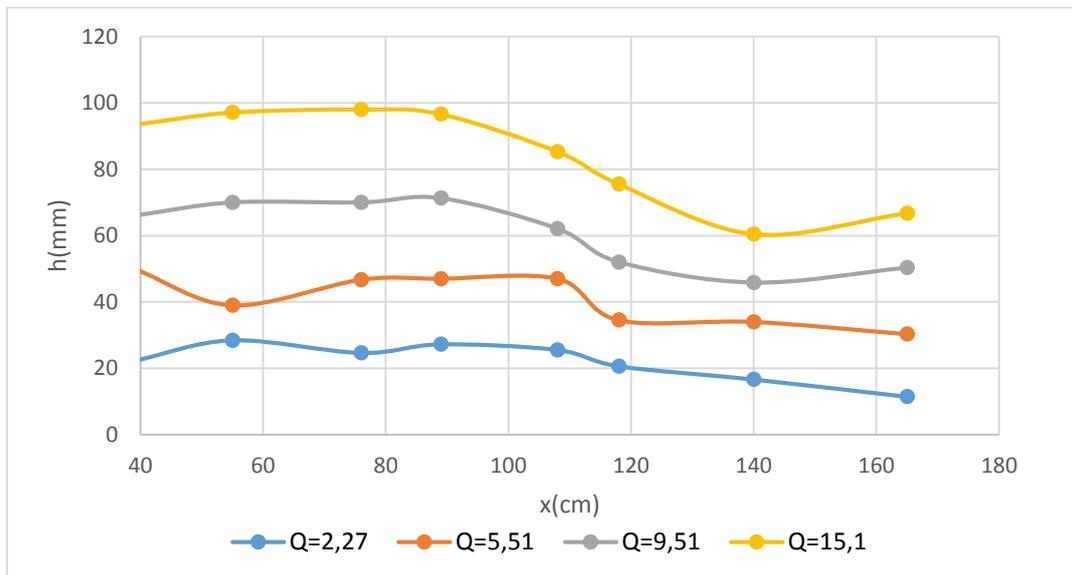


Figure 54. La surface libre le long de l'axe central dans le convergent pour $\alpha= 0^\circ$, BOUDJEMIA et TOUATI, 2016

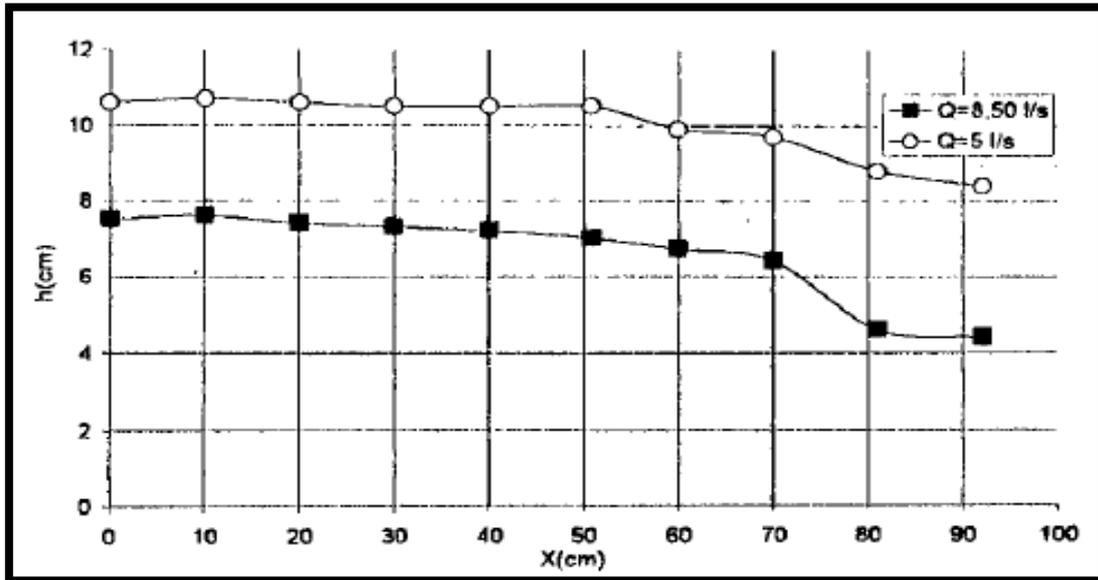


Figure 55. La surface libre le long de l'axe central dans le convergent pour $\alpha=0^\circ$, LABIOD et KEBOUCHE, 1998

Les deux graphes ont les mêmes allures, ils prennent une forme stable à l'entrée du convergent puis on remarque un rabaissement à la sortie

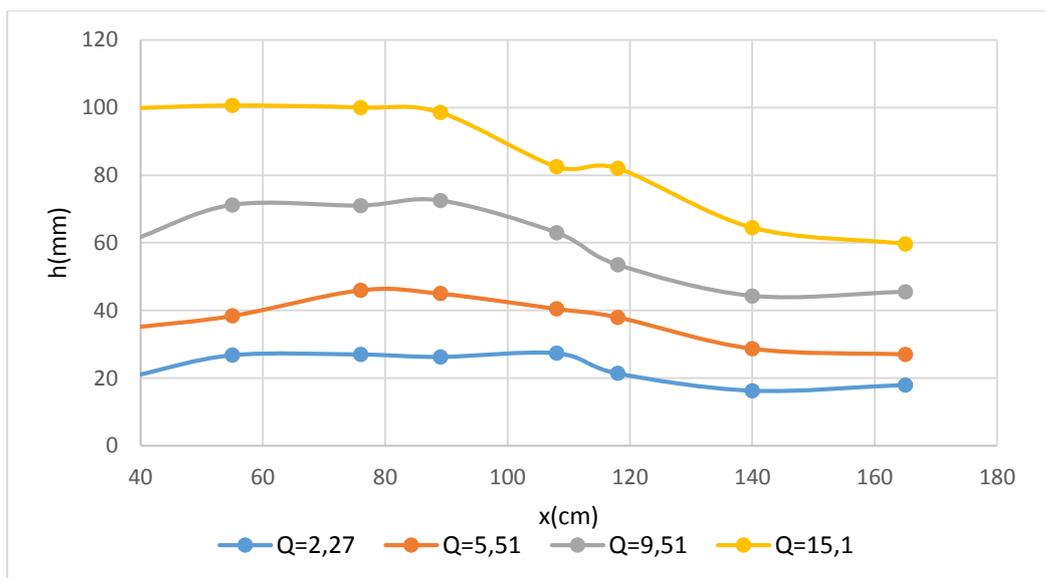


Figure 56. La surface libre le long de la paroi dans le convergent pour $\alpha=0^\circ$, BOUDJEMIA et TOUATI, 2016

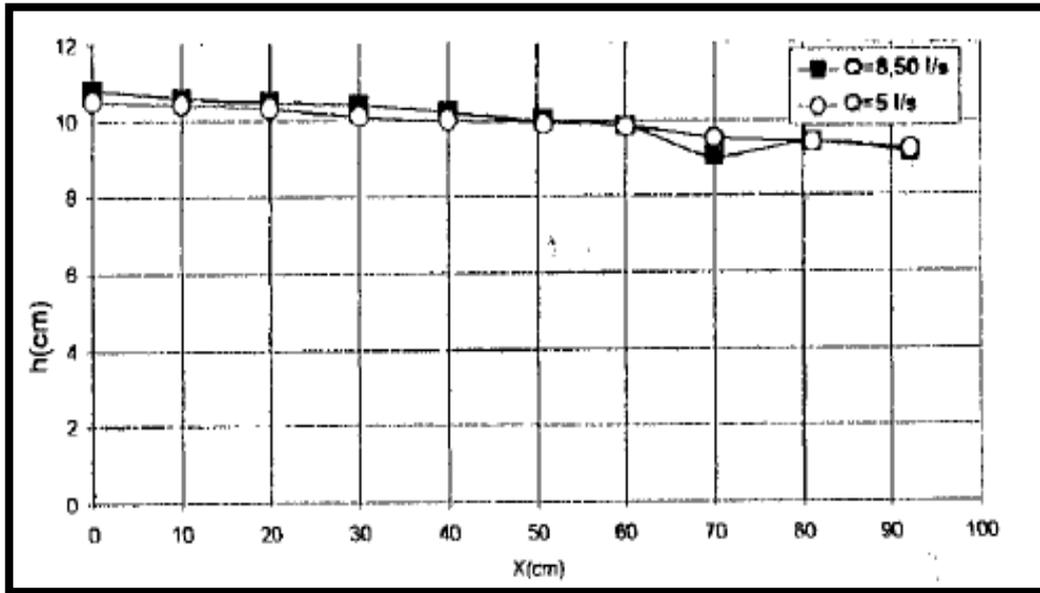


Figure 57. La surface libre le de la paroi latérale dans le convergent pour $\alpha=0^\circ$, LABIOD et KEBUCHE, 1998

Dans les deux graphes, on remarque une légère diminution le long du canal convergent

2.2. Deuxième cas : pente du canal $\alpha = 5^\circ$

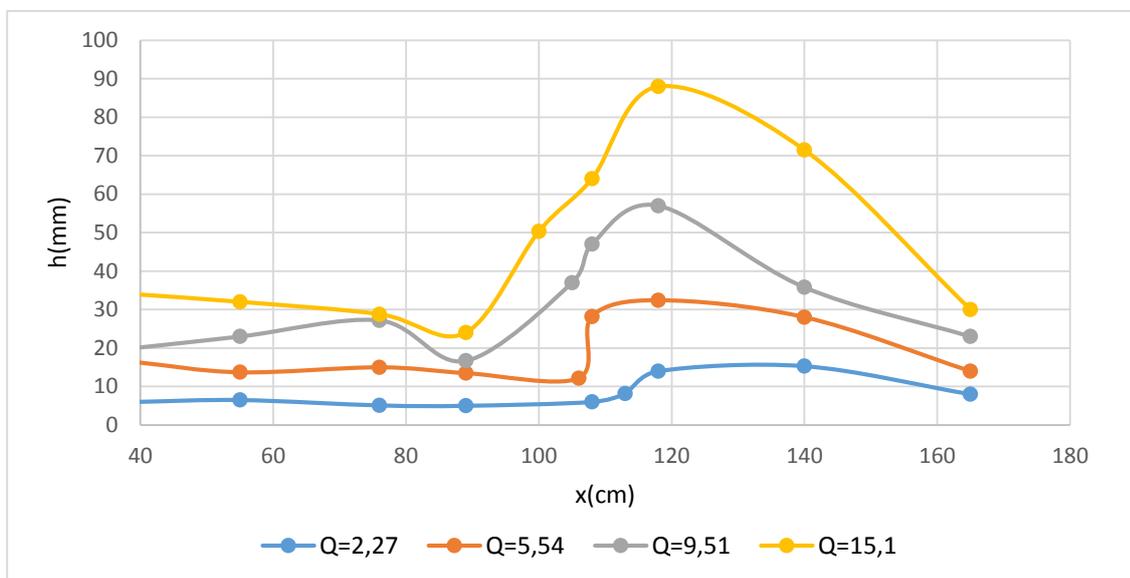


Figure 58. La surface libre le long de l'axe central dans le convergent pour $\alpha=5^\circ$, BOUDJEMIA et TOUATI 2016

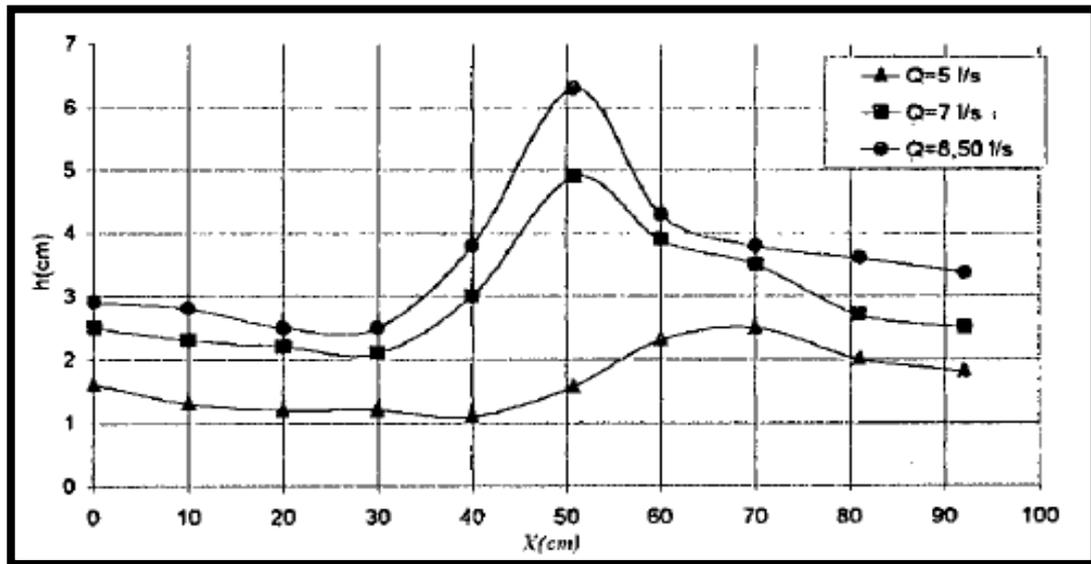


Figure 59. La surface libre le long de l'axe central dans le convergent pour $\alpha=5^\circ$, LABIOD et KEBOUCHE, 1998

Dans les deux graphes, la ligne d'eau est stable à l'entrée puis les allures enregistrent une augmentation importante jusqu'à atteindre le pique au milieu de la transition, à la fin ils redescendent.

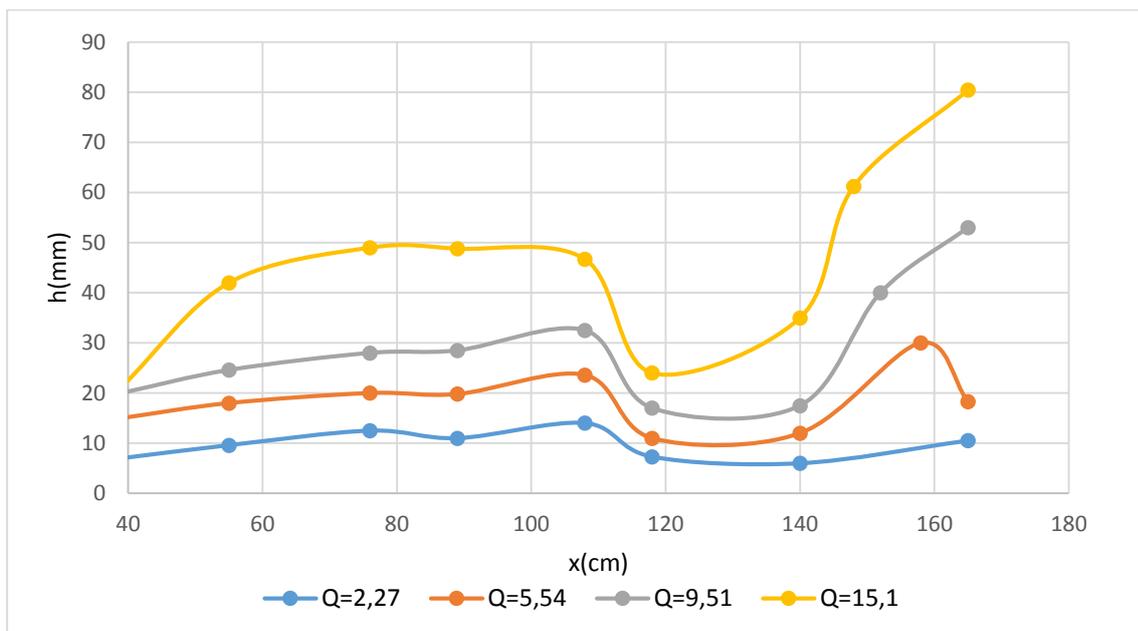


Figure 60. La surface libre le long de la paroi latérale dans le convergent pour $\alpha = 5^\circ$, BOUDJEMIA et TOUATI, 2016

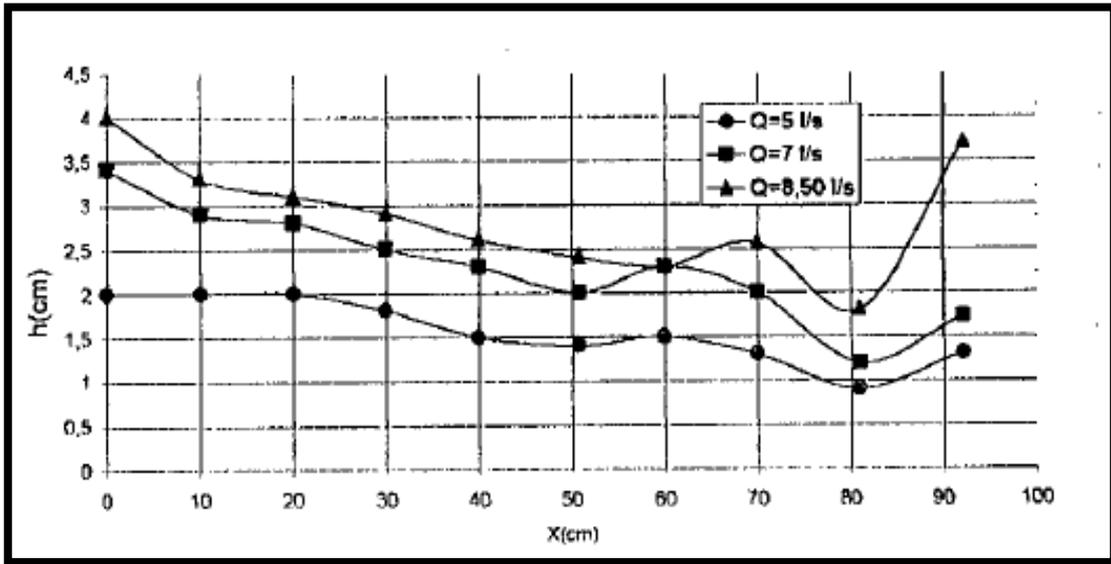


Figure 61. La surface libre le long de la paroi latérale dans le convergent pour $\alpha = 5^\circ$, LABIOD et KEBOUCHE, 1998

Une diminution est remarquée sur les allures dans les deux graphes puis une surmontée est enregistrée à la fin

On constate que pour $\alpha=0$ et $\alpha=5$, nos graphes sont similaires à ceux de LABYOD et KEBOUCHE, donc nos résultats sont validés

3. Les pressions

3.1. Premier cas : pente du canal $\alpha = 0^\circ$

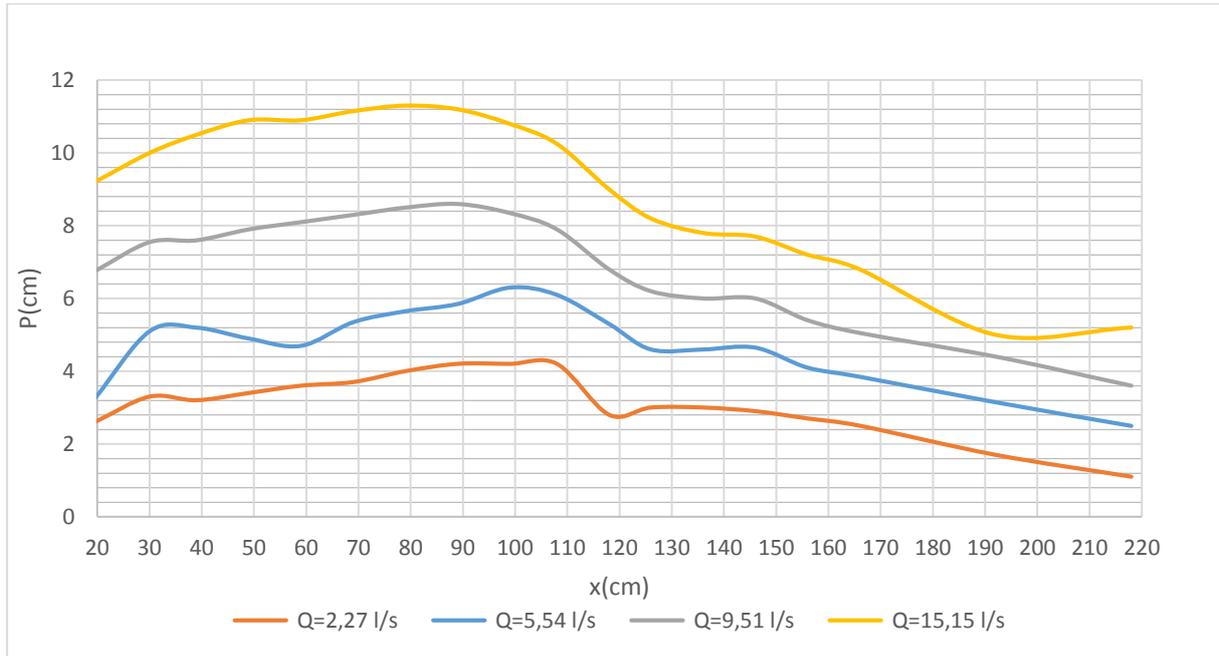


Figure 62. La pression le long de l'axe central pour $\alpha = 0^\circ$

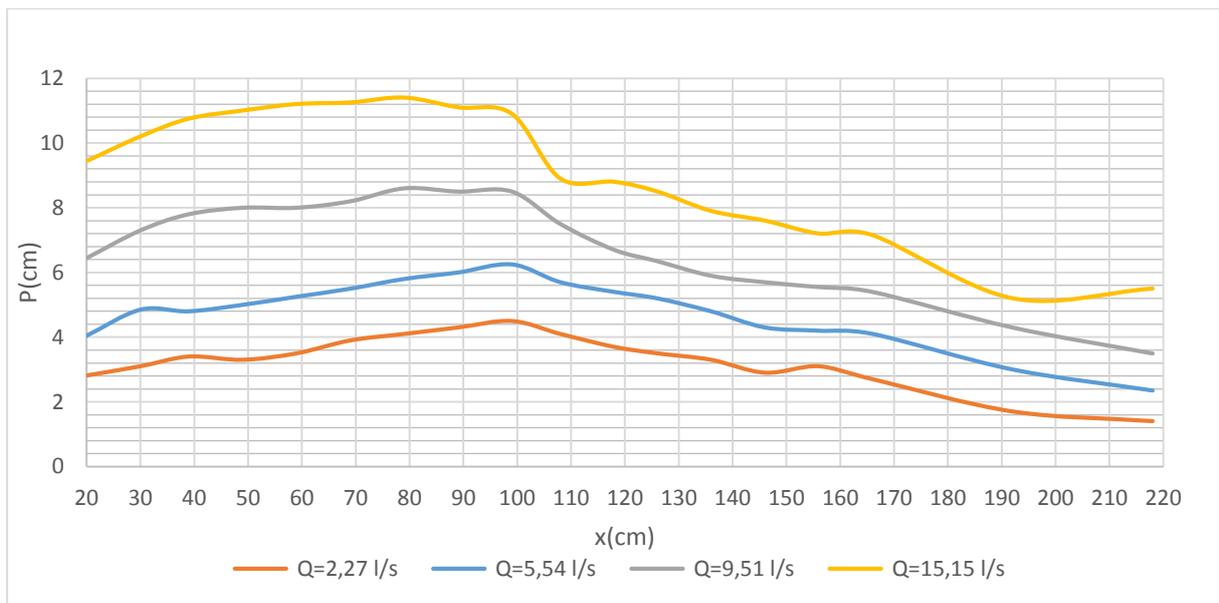


Figure 63. La pression le long de la paroi latérale pour $\alpha = 0^\circ$

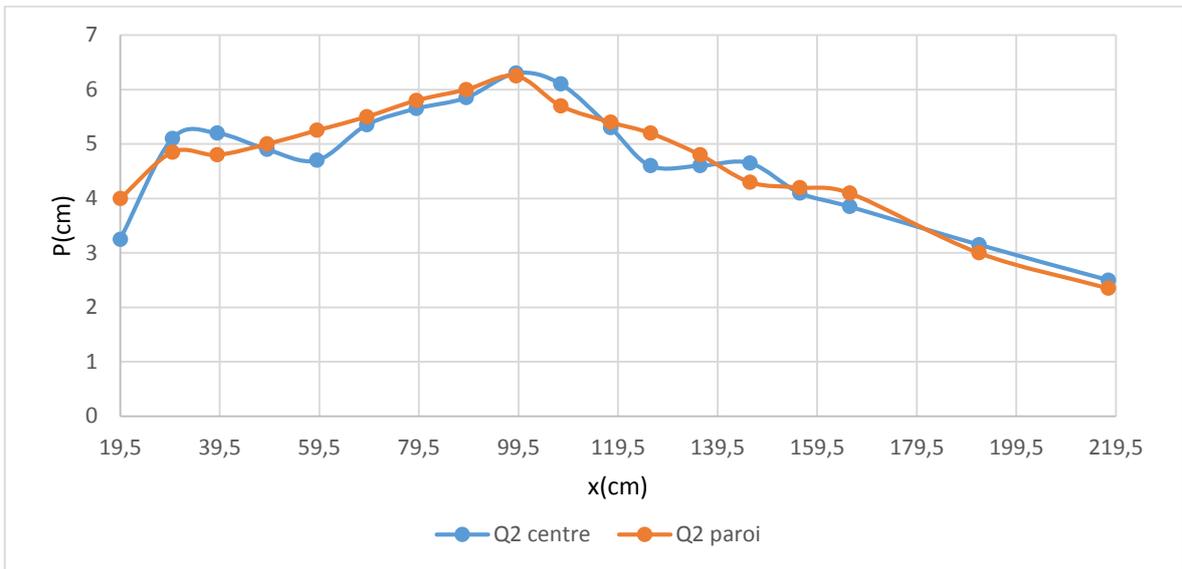


Figure 64. La pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale pour (Q2 = 5.5 l/s), BOUDJEMIA et TOUATI, 2016

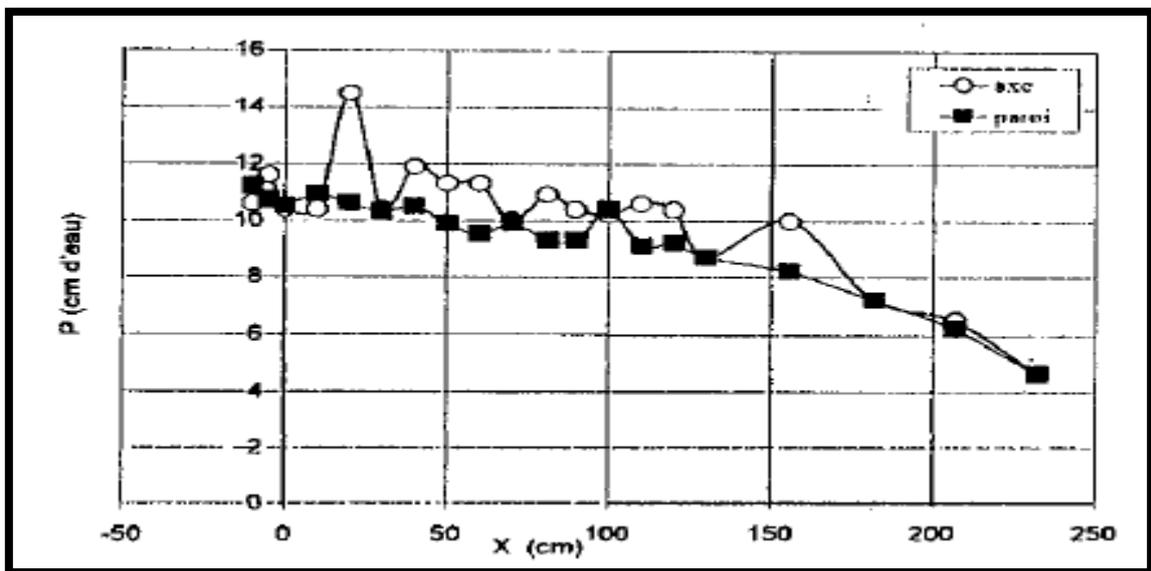


Figure 65. La pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale (Q = 5 l/s), LABIOD et KEBOUICHE, 1998

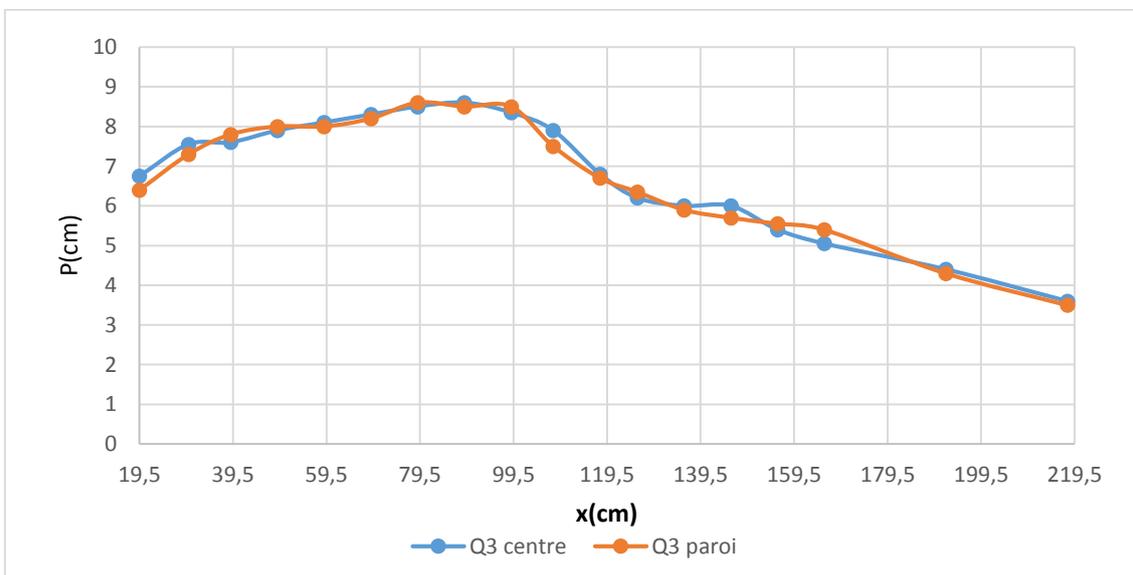


Figure 66. La pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale pour ($Q_3 = 9.5 \text{ l/s}$), BOUDJEMIA et TOUATI 2016

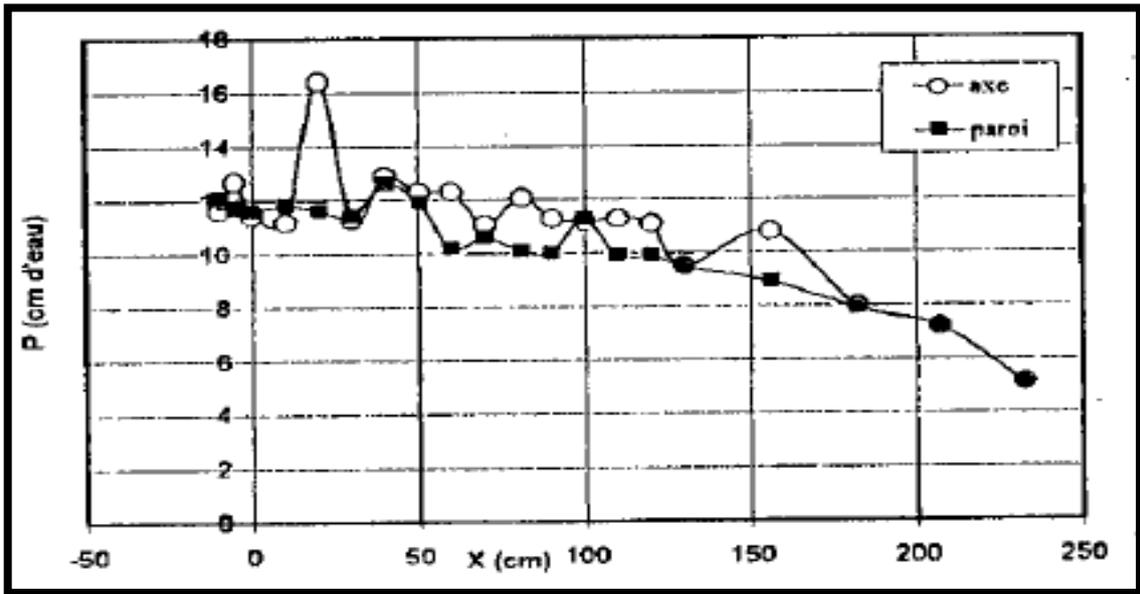


Figure 67. La pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale ($Q = 8,5 \text{ l/s}$), LABIOD et KEBOUCHE, 1998

3.2. Deuxième cas : pente du canal $\alpha = 5^\circ$

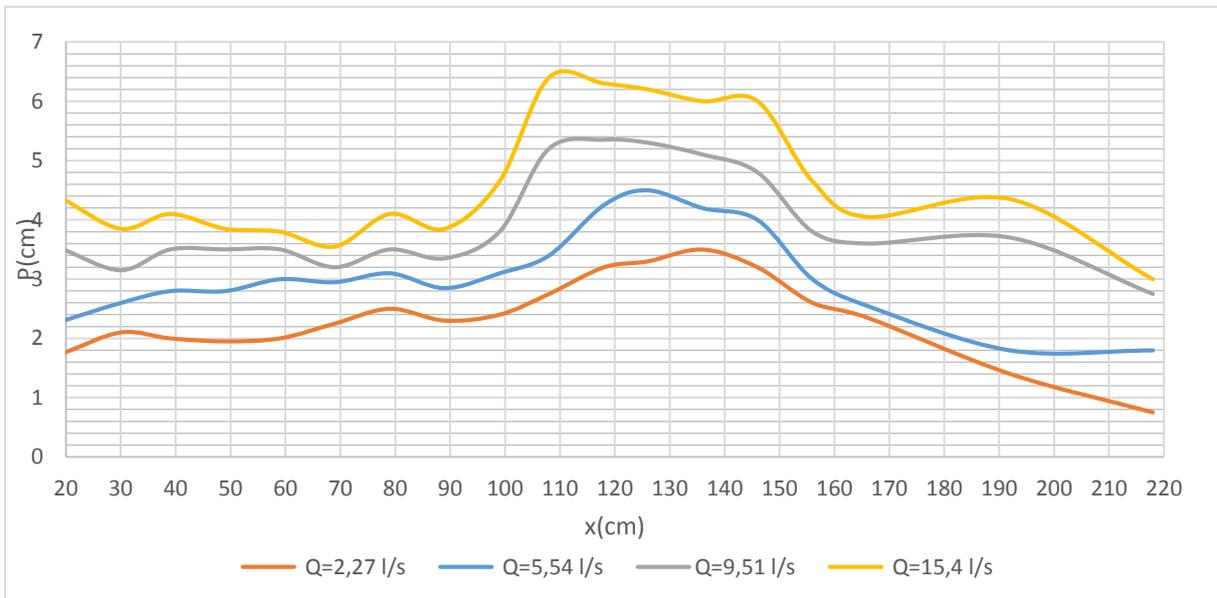


Figure 68. La pression le long de l'axe central pour $\alpha = 5^\circ$

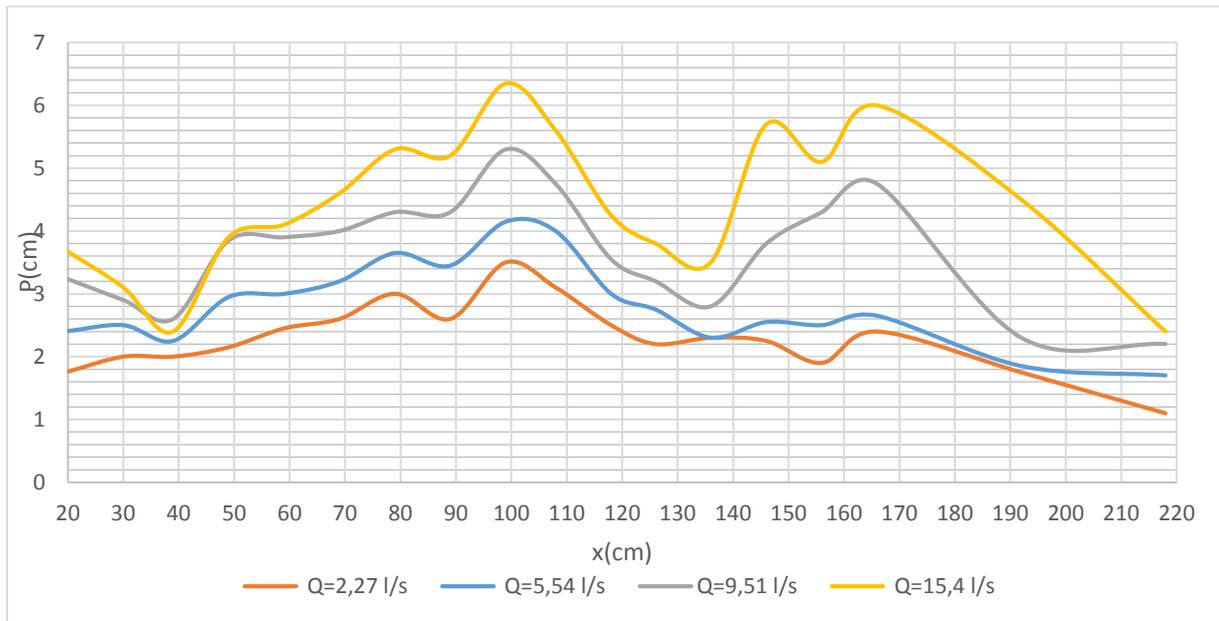


Figure 69. La pression le long de la paroi latérale pour $\alpha = 5^\circ$

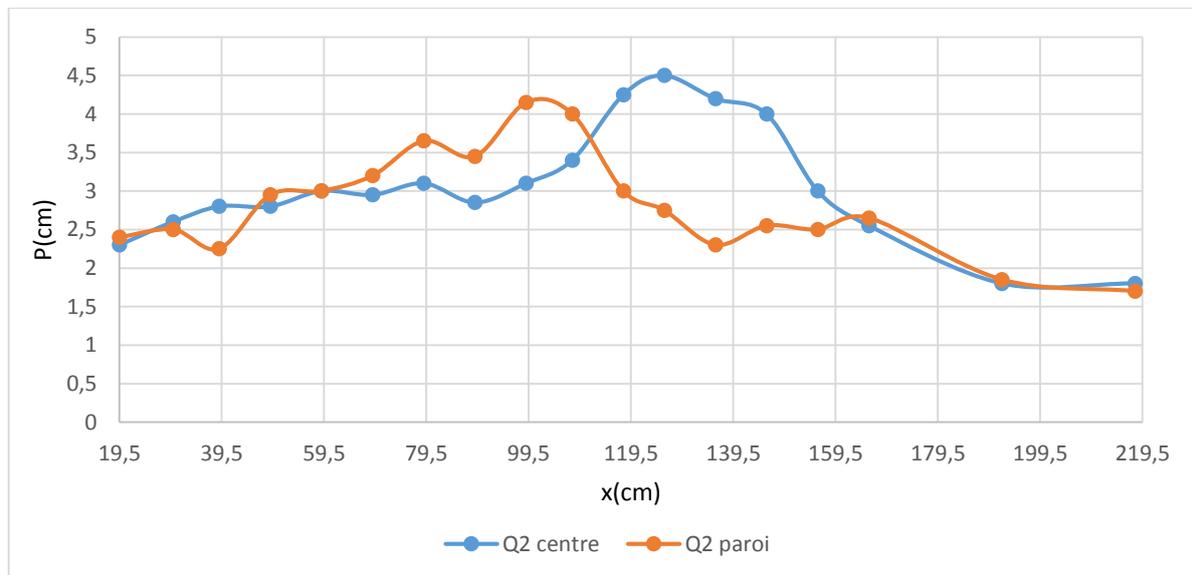


Figure 70. La pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale pour ($Q_2=5,5 \text{ l/s}$), BOUDJEMIA et TOUATI, 2016

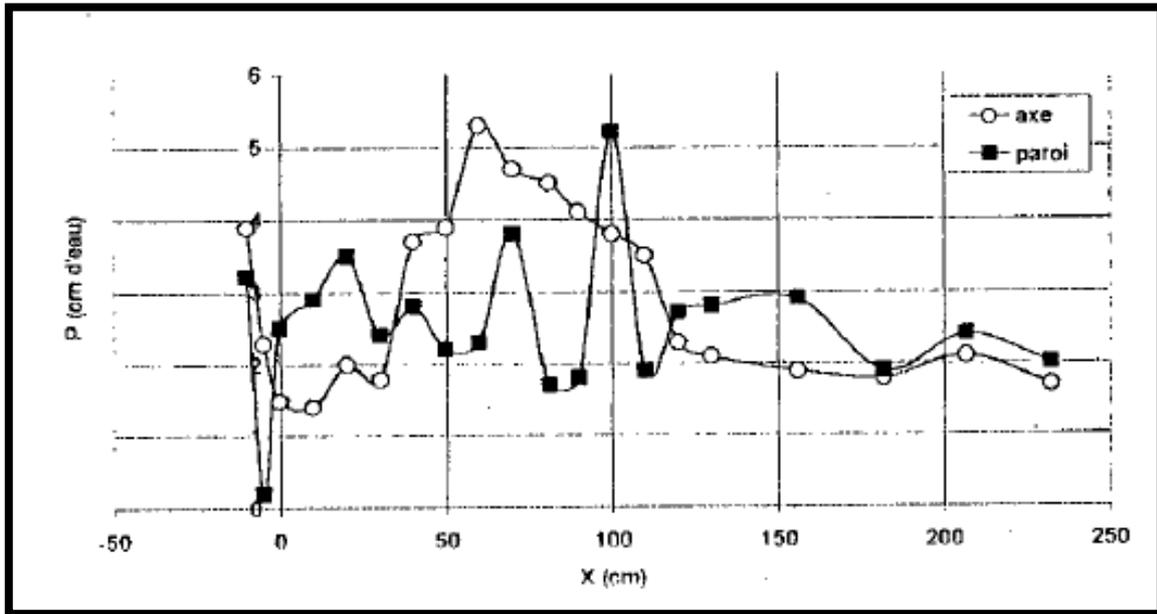


Figure 71. La pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale pour $Q = 5$ l/s, LABIOD et KEBOUCHE, 1998

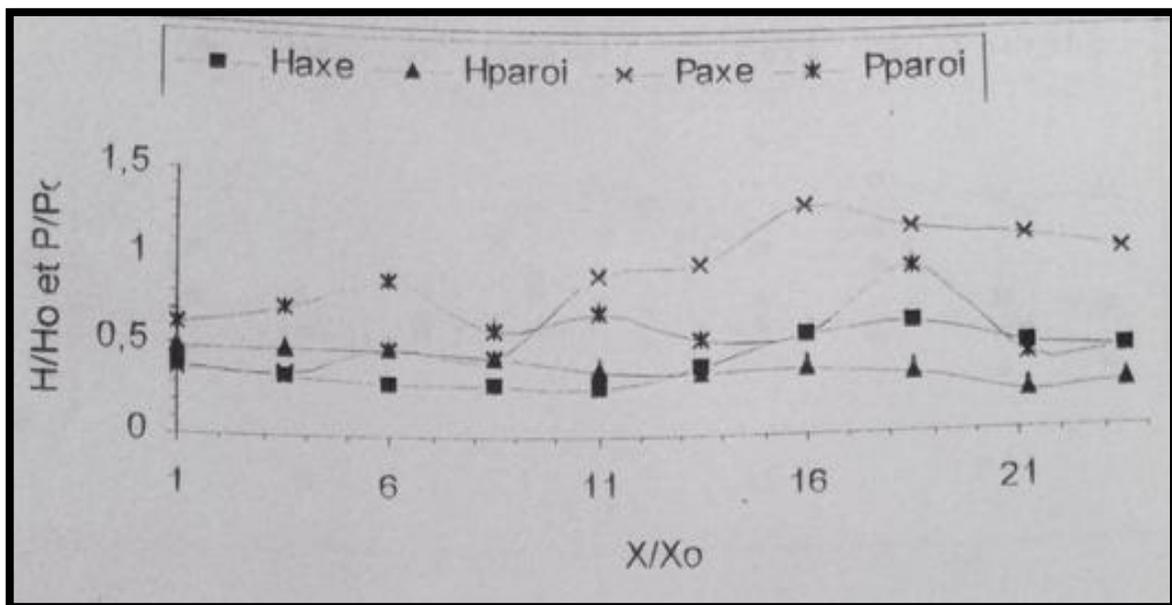


Figure 72. La hauteur et la pression le long de l'axe et de la paroi pour $Q=5$ l/s. HADDAD, 2001

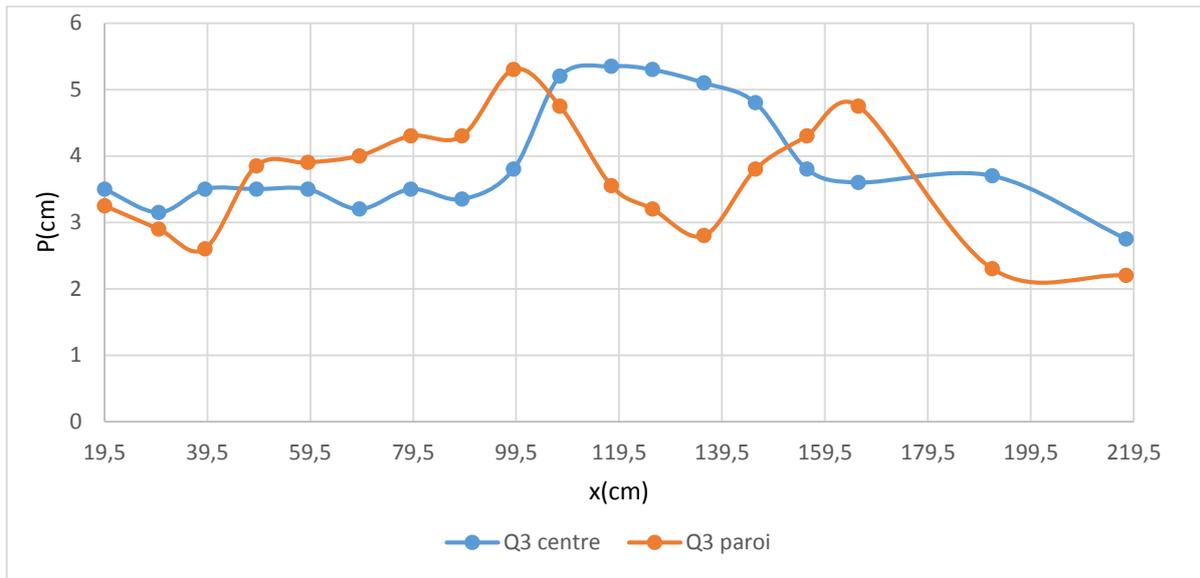


Figure 73. La pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale pour (Q3= 5,5 l/s), BOUDJEMIA et TOUATI, 2016

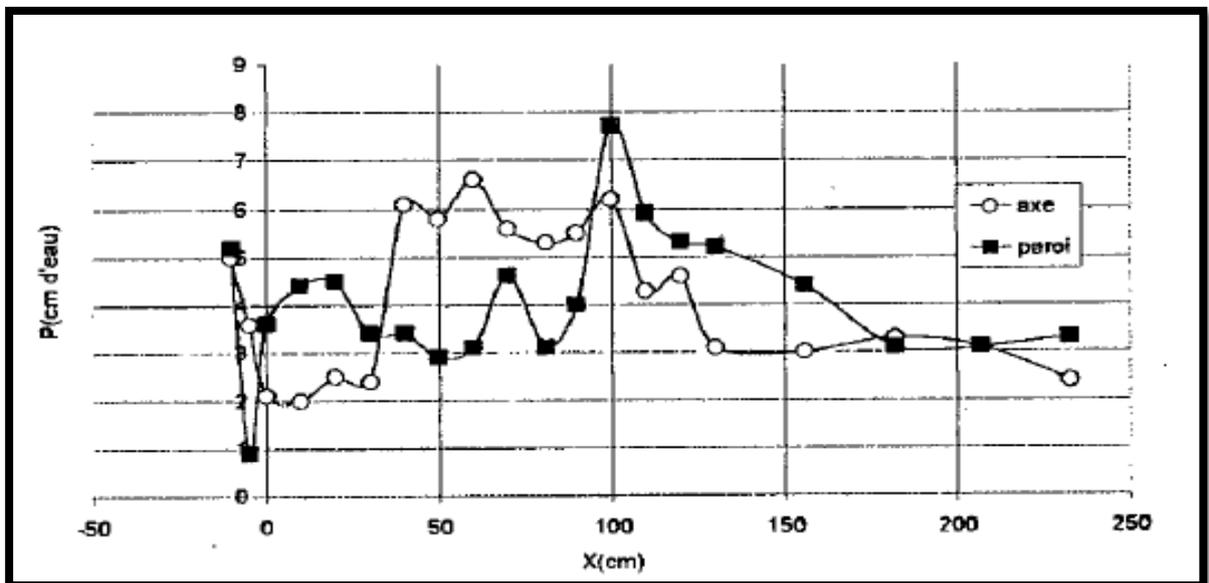


Figure 74. La pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale pour Q = 8.5 l/s, LABIOD et KEBOUCHE, 1998

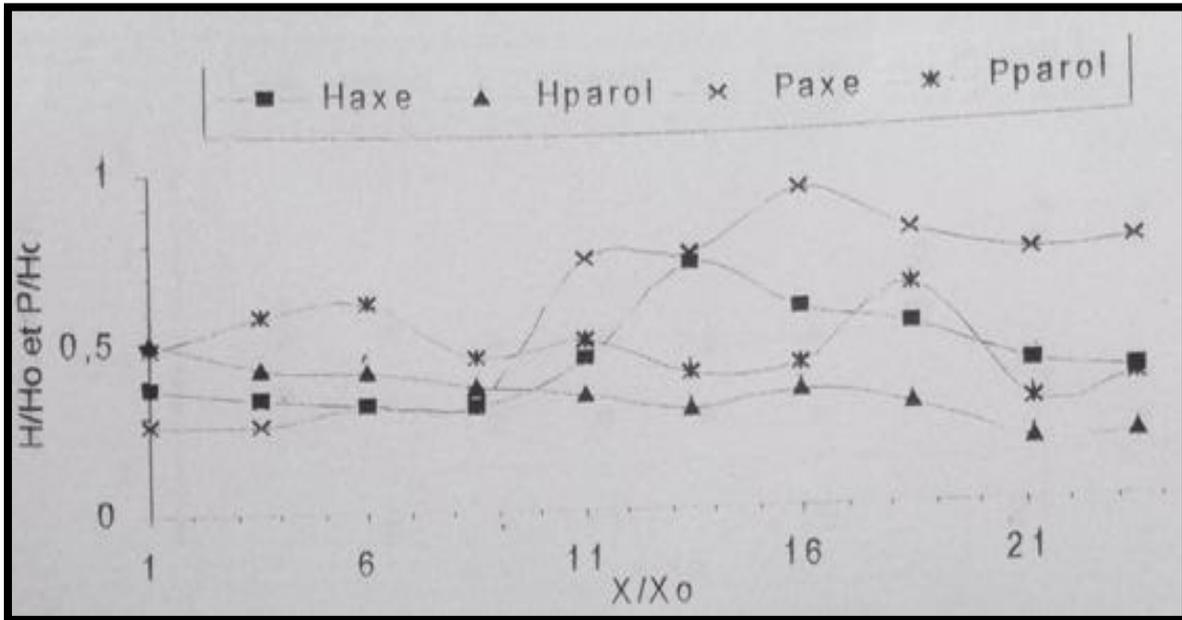


Figure 75. La hauteur et la pression le long de l'axe central et le long de la paroi latérale pour $Q = 8.5$ l/s. HADDAD, 2001

On constate que pour $\alpha=0$ et $\alpha=5$, nos graphes sont similaires à ceux de LABYLOUD et KABOUCHE et ceux de HADDAD, cela peut valider nos résultats pour cette partie

4. Conclusion

Suite à ces comparaisons nous avons constaté que nos résultats sont en accord avec ceux de LABIOD et KEBOUCHE et ceux de HADDAD, ce qui donne une crédibilité à nos résultats et nous permet d'entamer la deuxième partie de nos essais : canal avec extension marches d'escalier.

Chapitre 5 : Résultats et interprétation

Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats obtenus, les phénomènes observés et faire une interprétation dans le canal prismatique et dans les marches d'escalier.

Partie 1 : Le canal principal

1. Pente du canal $\alpha=0^\circ$

1.1. Débit Q_1

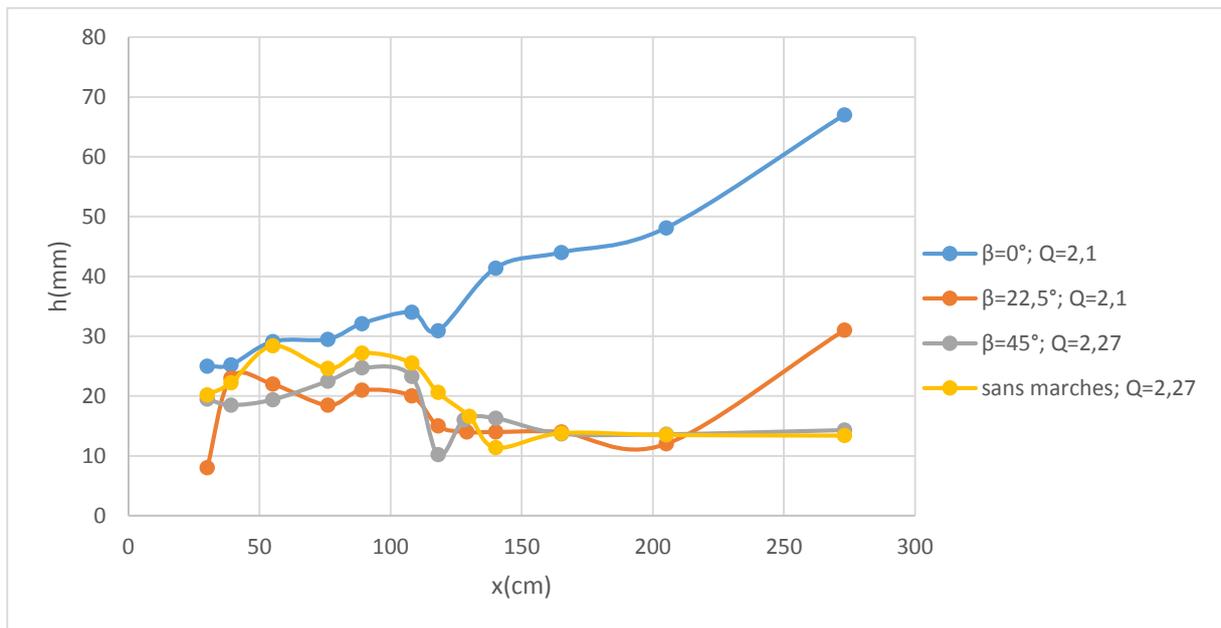


Figure 76. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_1

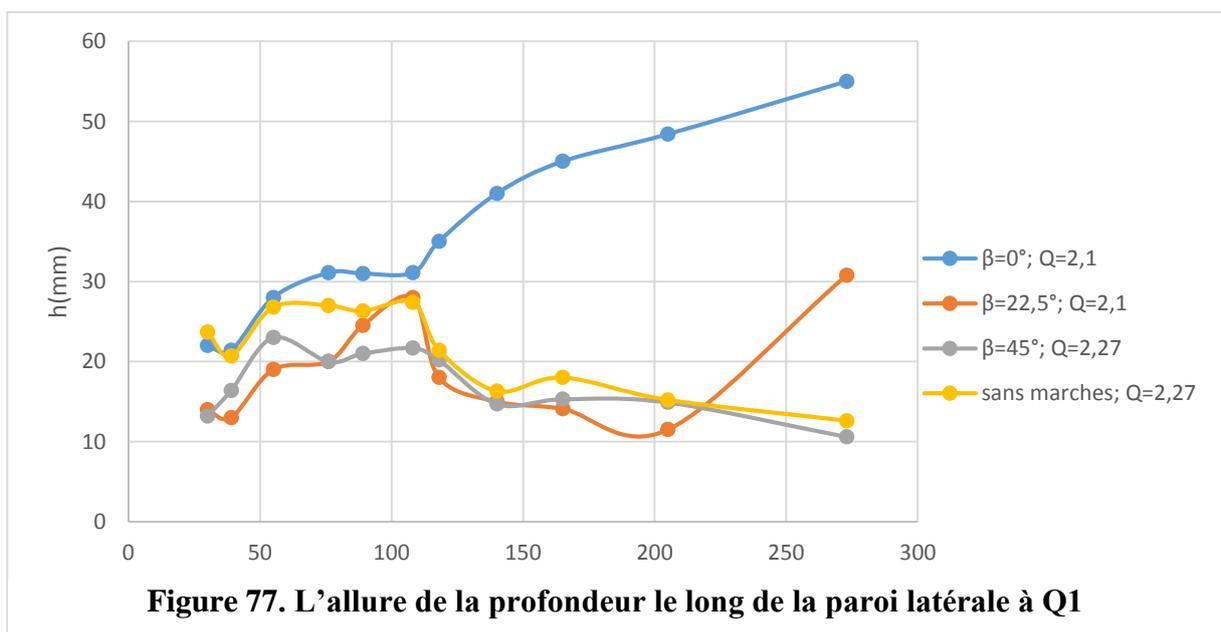


Figure 77. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q_1

Le long de l'axe central et des parois, de l'entrée du canal jusqu'à la sortie du convergent, les graphes ont la même allure, cette allure augmente au niveau du convergent, puis redescend juste à la sortie du convergent ($x=108$) sauf pour $\beta = 0^\circ$ où on observe une augmentation considérable de la hauteur d'eau de la sortie du convergent jusqu'à la fin du deuxième canal prismatique, cette augmentation est due à l'onde de retour provoquée par les marches d'escalier.

On observe pour $\beta = 22.5^\circ$ une augmentation de la profondeur d'eau moins importante que celle de $\beta = 0^\circ$, cette augmentation prend naissance à $X=205\text{cm}$ et continue jusqu'à la fin du canal, elle est dû à l'onde de retour provoquée par les marches d'escalier.

Pour $\beta=45^\circ$, on remarque une légère augmentation dans le deuxième canal prismatique au niveau du centre du canal, à $x = 130 \text{ cm}$, cette augmentation est causée par l'intersection des ondes provoquées par le convergent. Il n'existe aucune onde de retour apparente due à la présence des marches d'escalier pour ce cas et aussi pour le cas sans marches d'escalier.

1.2. Débit Q_2

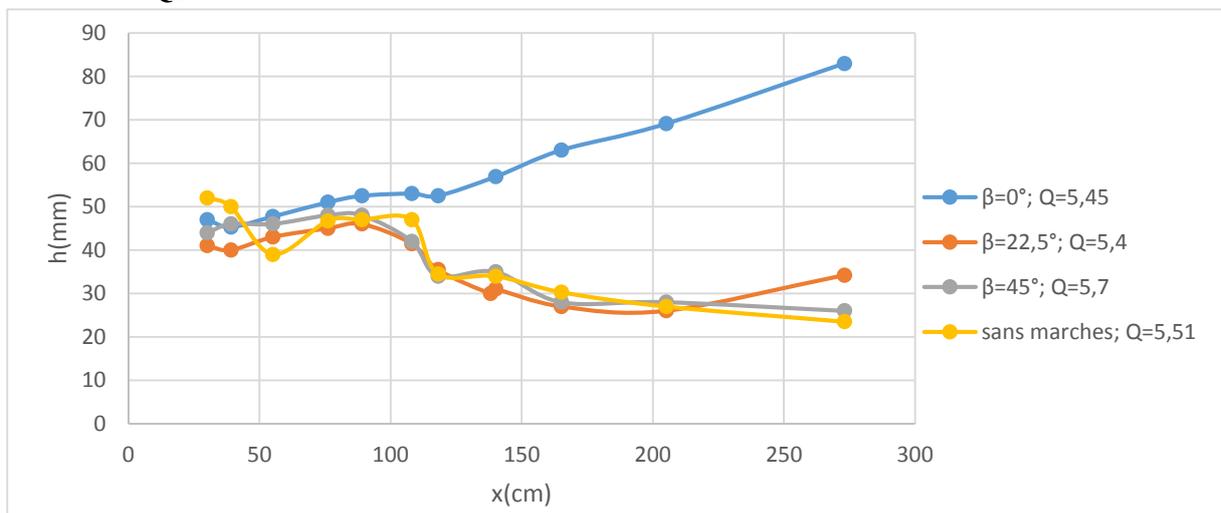


Figure 79. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_2

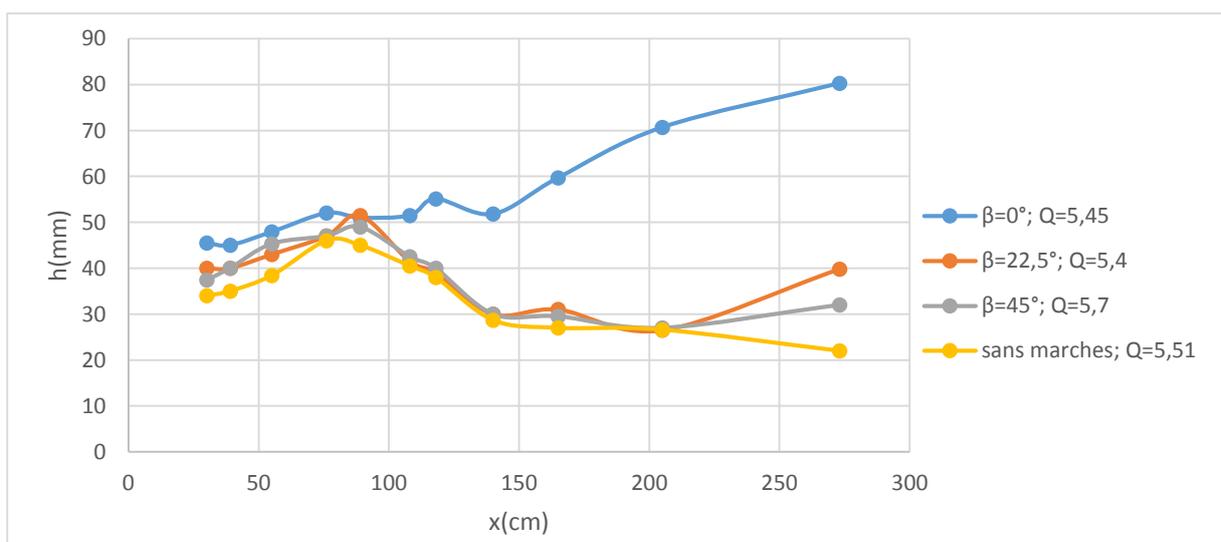


Figure 78. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q_2

1.3. Débit Q₃

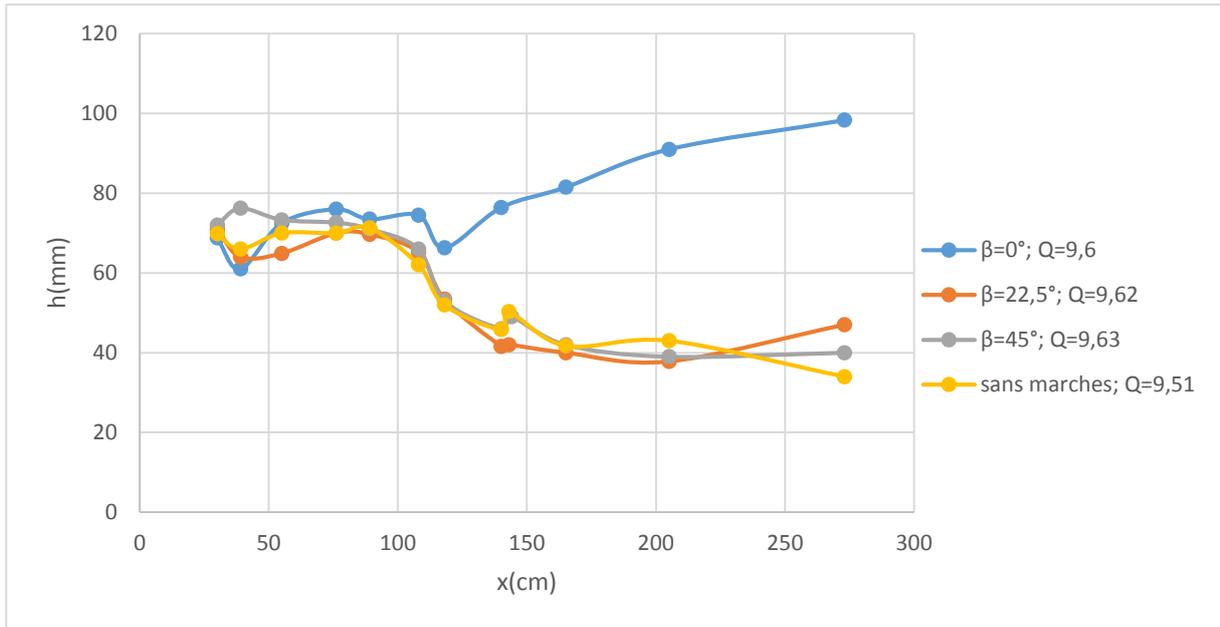


Figure 80. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q₃

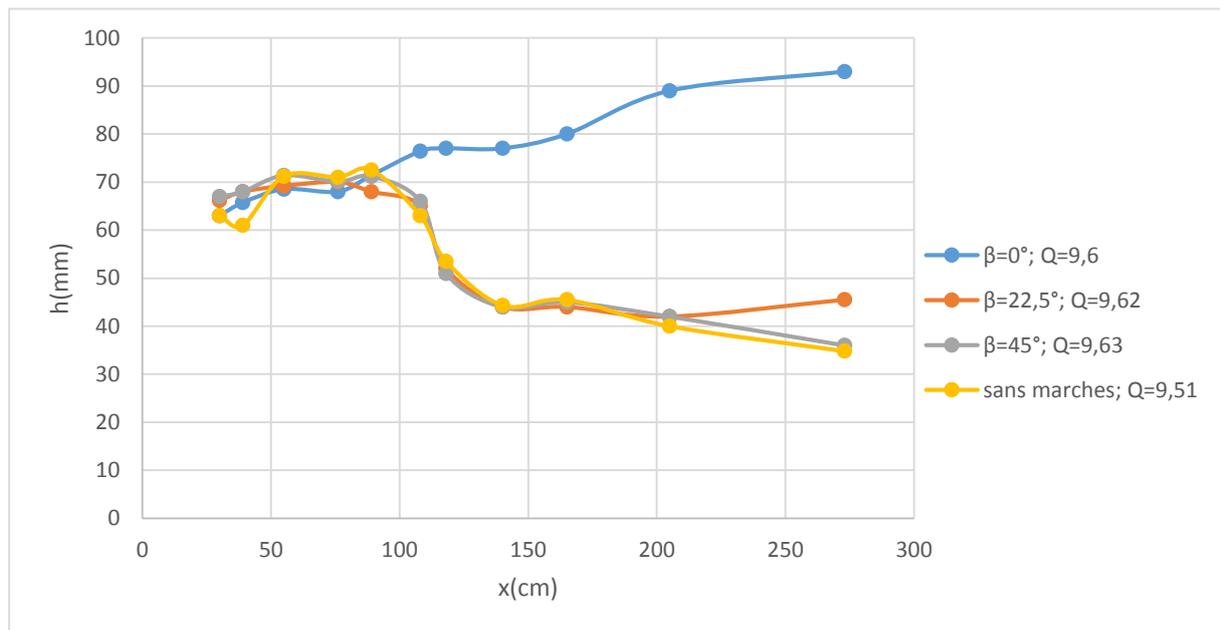


Figure 81. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q₃

Le long de l'axe central et des parois, les graphes gardent les memes allures

La hauteur d'eau à la fin du canal pour $\beta = 0^\circ$ a augmenté de 18 % pour Q₂ et Q₃ par rapport au débit précédent, donc l'onde de retour due à la présence des marches d'escalier en position horizontale a augmenté.

On observe dans le deuxième canal prismatique pour les trois cas sans marches, $\beta = 22,5^\circ$ et $\beta = 45^\circ$ à $[x=138-140 \text{ cm}]$ une légère augmentation dans le centre du canal. Cette augmentation est causée par l'intersection des fronts d'ondes provoquées par la sortie du convergent, par contre dans les parois du canal on remarque une diminution dans les mêmes points.

1.4. Débit Q4 :

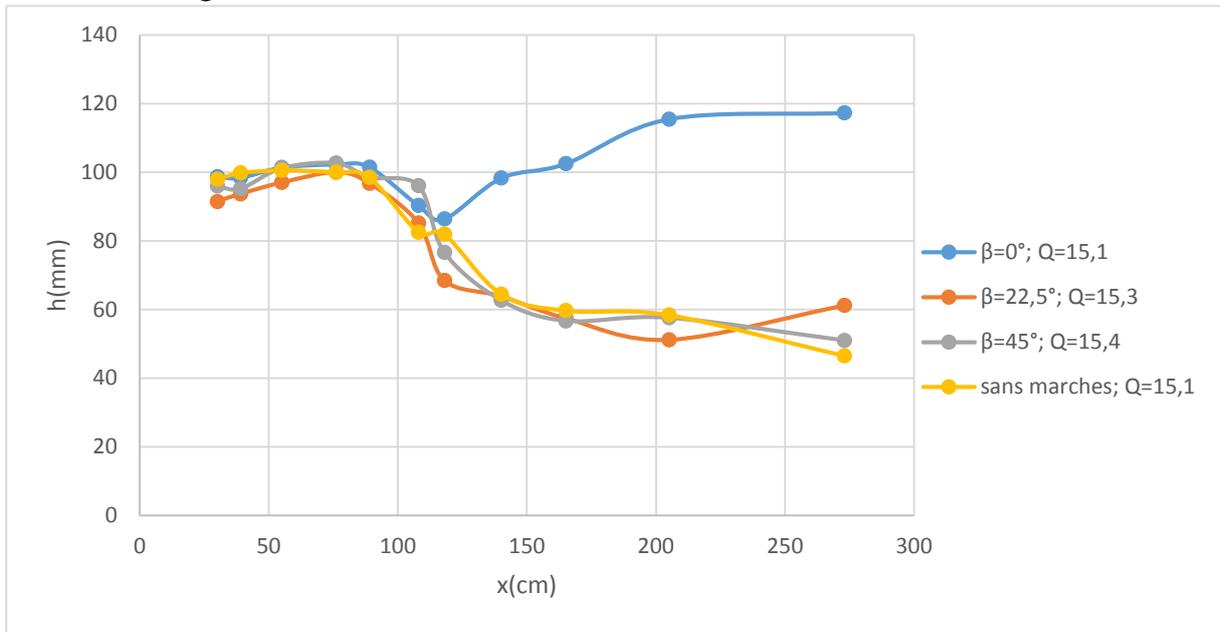


Figure 82. L'allure de la profondeur le long de l'axe centrale à Q4

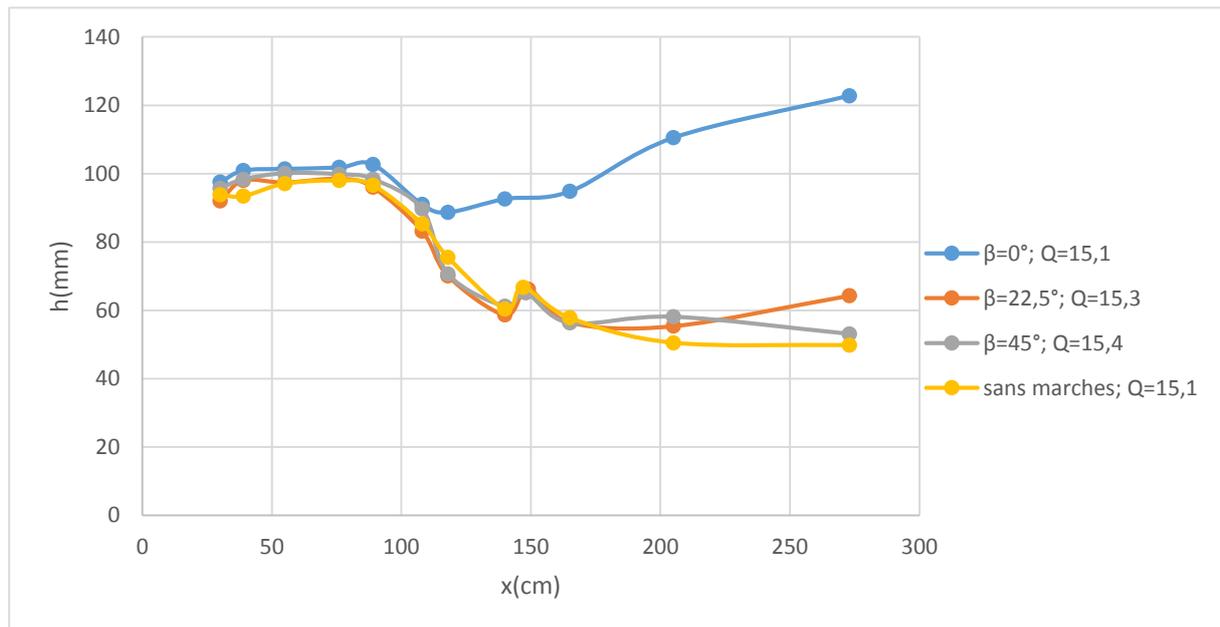


Figure 83. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q4

Le long de l'axe central, de l'entrée du canal jusqu'à la sortie du convergent, les graphes ont la même allure,

A $x=147$ cm, au niveau des parois, on observe une légère augmentation. Cette augmentation est causée par l'intersection des fronts d'ondes provoquées par la sortie du convergent.

1.5. Conclusion

Pour le cas $\alpha = 0^\circ$, on remarque les mêmes phénomènes qui se produisent pour les quatre débits sauf un décalage du point d'intersection des fronts d'ondes provoqué par la sortie du convergent. Plus le débit augmente et plus ce point avance.

2. Pente du canal $\alpha = 5^\circ$

2.1. Pour Q_1

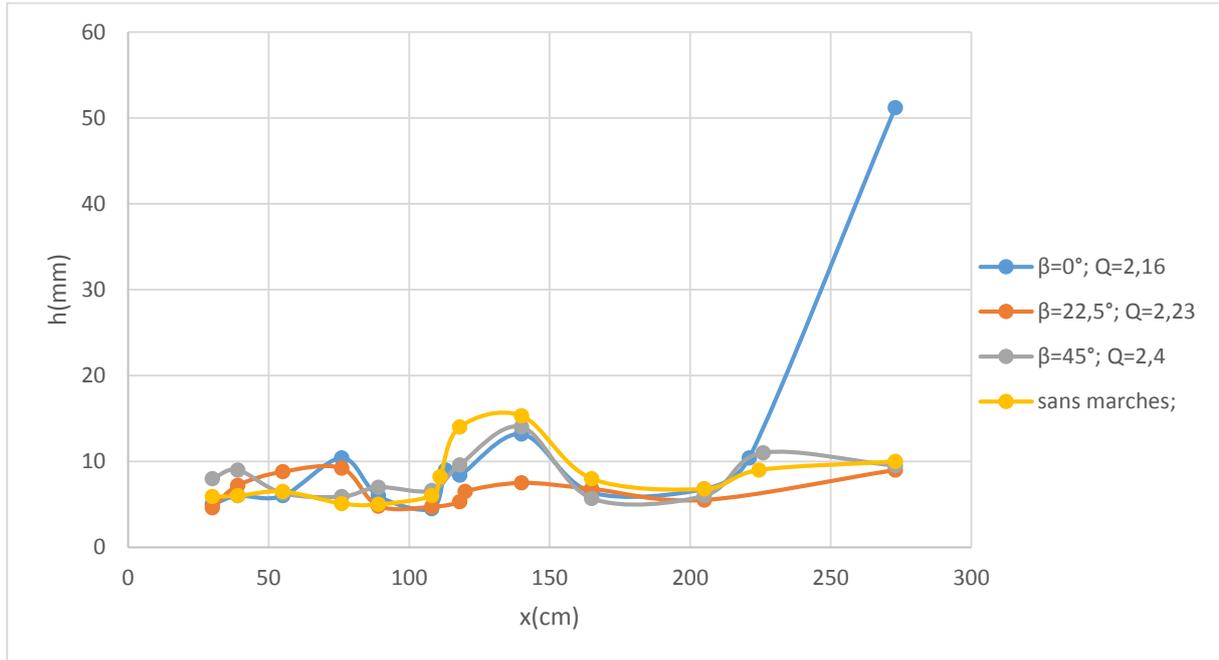


Figure 84. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_1

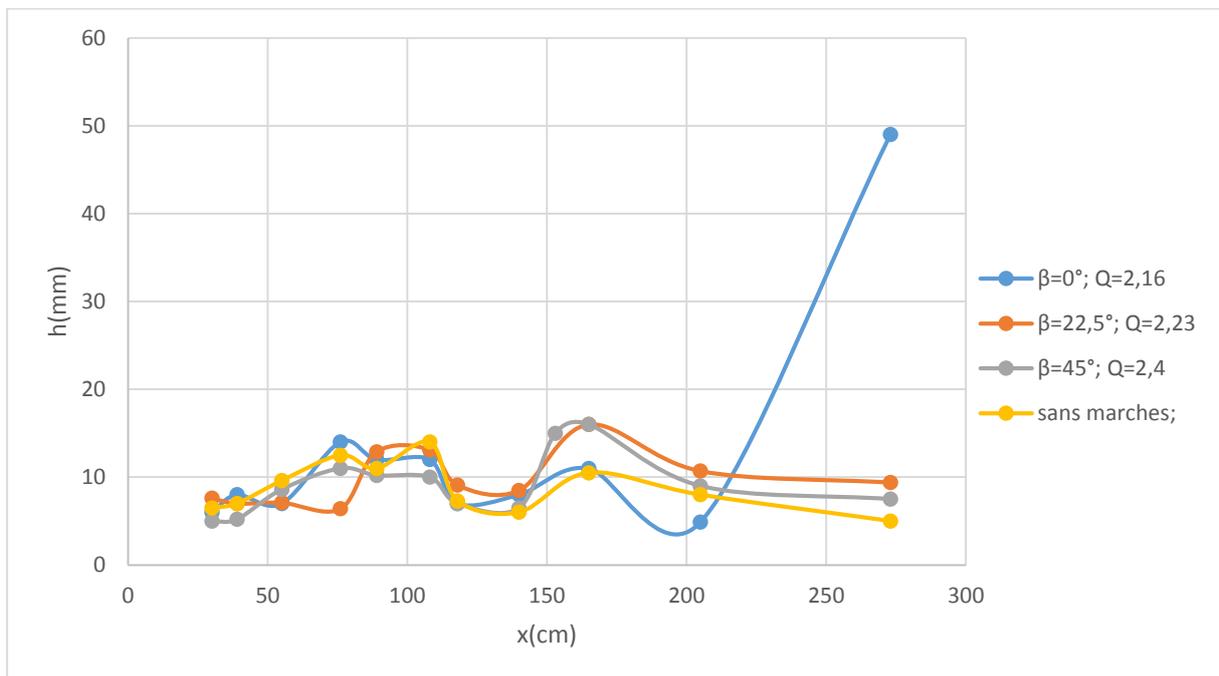


Figure 85. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q_1

Pour les figures : **Figure 84**, **Figure 85**, on remarque au niveau de l'axe central deux surélévations, la première se trouve juste à l'entrée du deuxième canal prismatique et la deuxième, de faible hauteur, se trouve à la fin du deuxième canal prismatique. Au niveau des parois latérales, la hauteur dans le convergent est plus grande que le premier canal prismatique, on remarque un rabaissement de la hauteur d'eau qui se trouve dans les mêmes points X avec

la première surélévation de la hauteur au niveau de l'axe central. Au milieu du deuxième canal prismatique, on observe une surélévation de la hauteur d'eau dans les parois latérales, elle est égale à la première surélévation de l'axe centrale.

Pour $\beta = 0^\circ$, à la fin du deuxième canal prismatique, l'allure le long de l'axe central et le long de la paroi latérale commence à s'accroître très rapidement, ce qui est expliqué par la formation d'une onde de retour causée par l'effet des marches d'escalier qui joue le rôle d'un obstacle dans cette position horizontale, cette onde de retour ne dépasse pas $X=259$ cm.

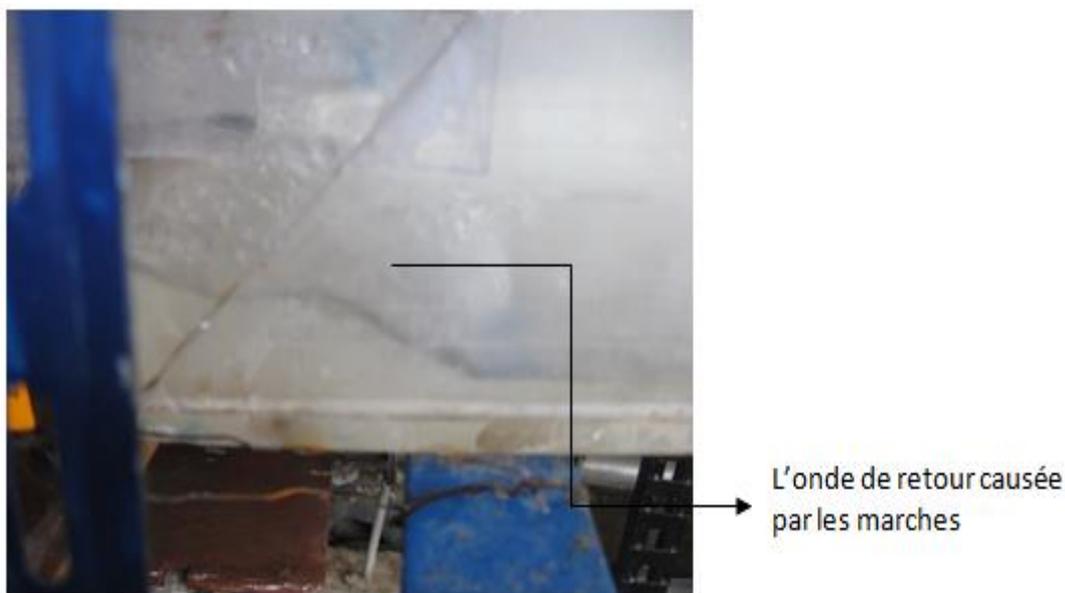


Figure 86 . L'onde de retour causée par les marches à Q1

2.2.Pour Q2

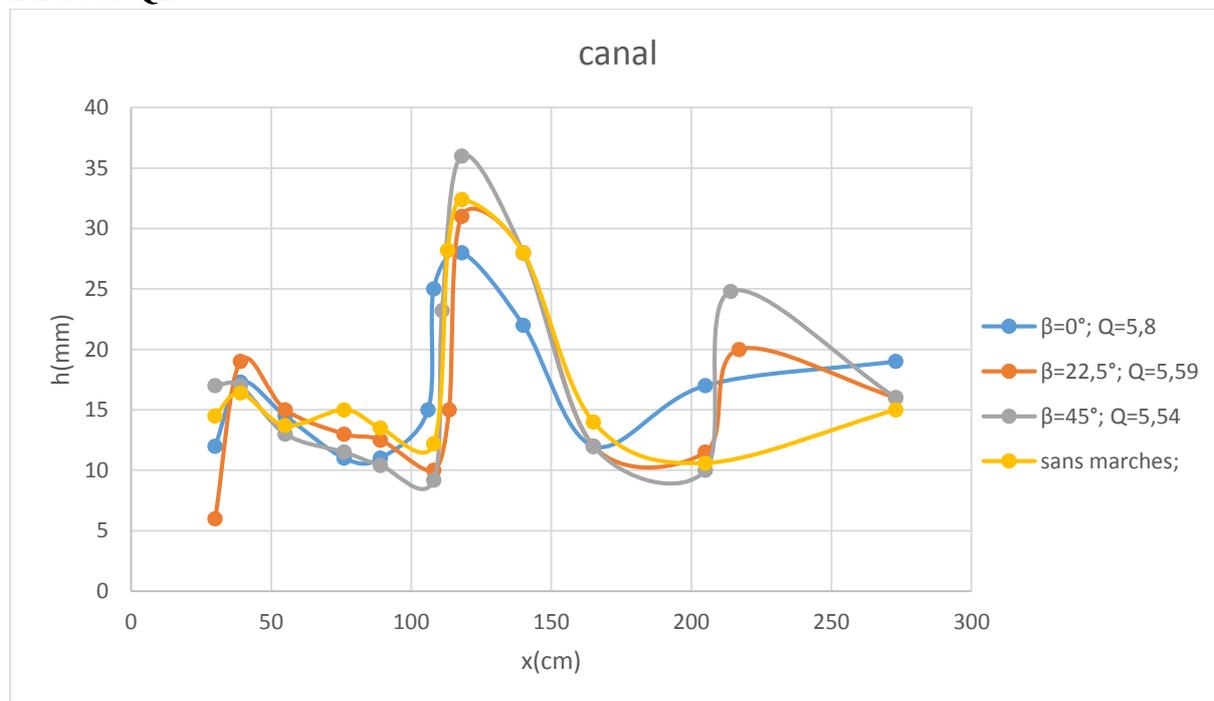


Figure 87. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q2

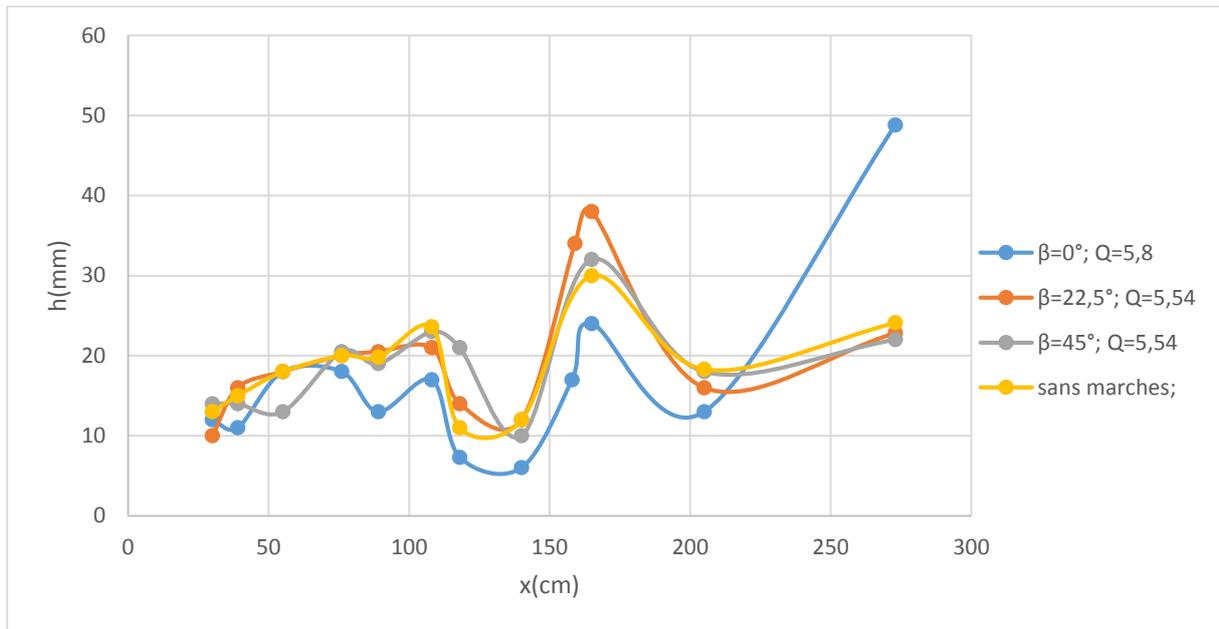


Figure 88. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q₂

2.3. Pour Q₃

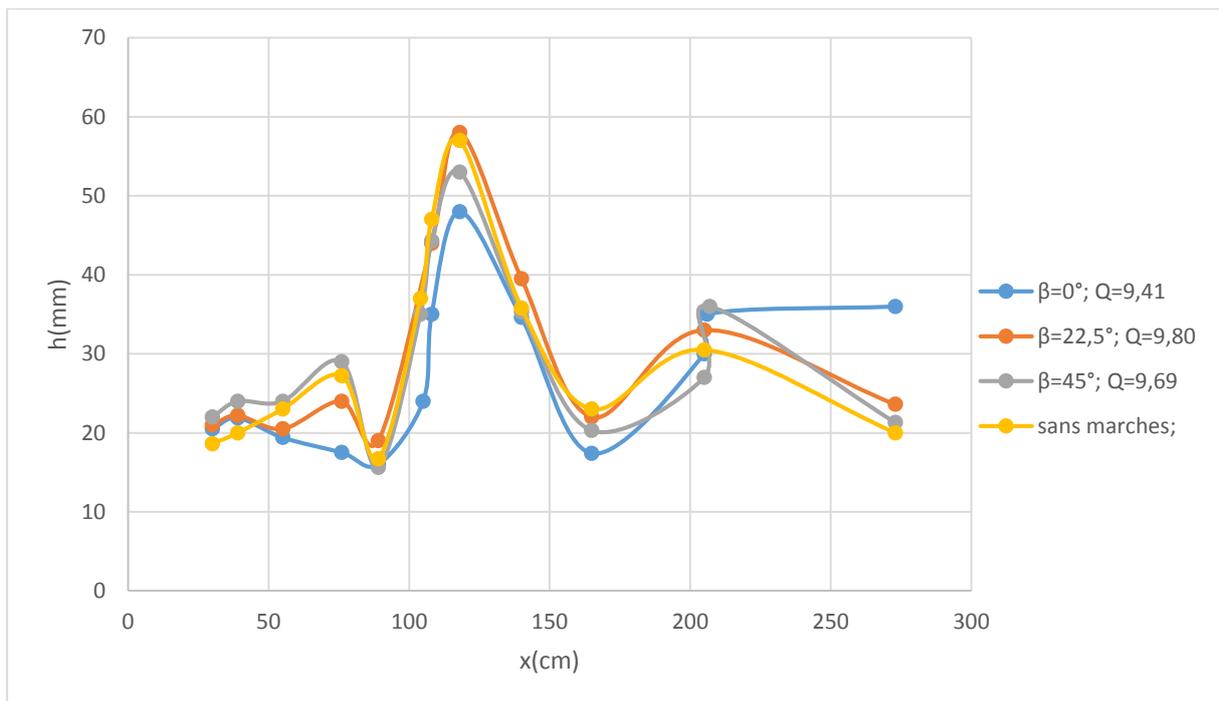


Figure 89. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q₃

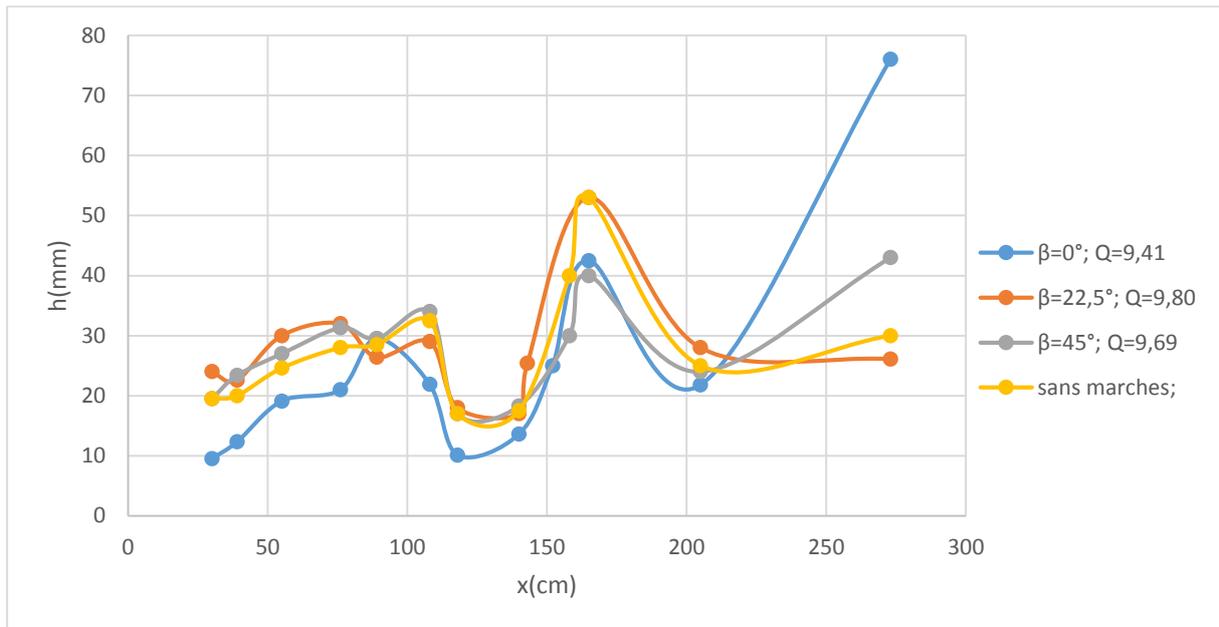


Figure 90. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q3

Pour Figure 87, Figure 88, Figure 89 et Figure 90, on remarque que les profondeurs d'eau, pour un même débit et une pente α identique, ont les mêmes allures au niveau du centre et aussi au niveau des parois du canal.

Pour les parois, la surélévation au niveau du deuxième canal prismatique a augmenté par rapport au débit précédent, elle garde les mêmes valeurs que les premières surélévations au niveau du centre du canal.

On constate que les fronts d'ondes qui prennent naissance au début du convergent se rencontrent au niveau de l'axe central, ce qui donne naissance à la première surélévation au niveau de l'axe central. Elles sont réfléchies vers les parois latérales ce qui donne naissance à la première surélévation au niveau de la paroi latérale. Cette réflexion ne touche pas les parois à la fin du convergent ce qui engendre des ondes négatives juste à la sortie du convergent et par la suite une perturbation de l'écoulement dans le canal aval et une deuxième surélévation dans le centre du canal. Les surélévations dans le canal aval sont traduites par la continuation de la présence des intersections et des réflexions des fronts d'ondes jusqu'à la fin du canal.

Pour $\beta = 0^\circ$, au niveau du centre, l'effet de l'onde de retour devient moins apparent, on observe une faible augmentation de la hauteur à la fin du deuxième canal prismatique, mais au niveau des parois, la hauteur d'eau a augmenté car les parois des marches d'escalier créent l'onde de retour.

2.4. Pour Q4

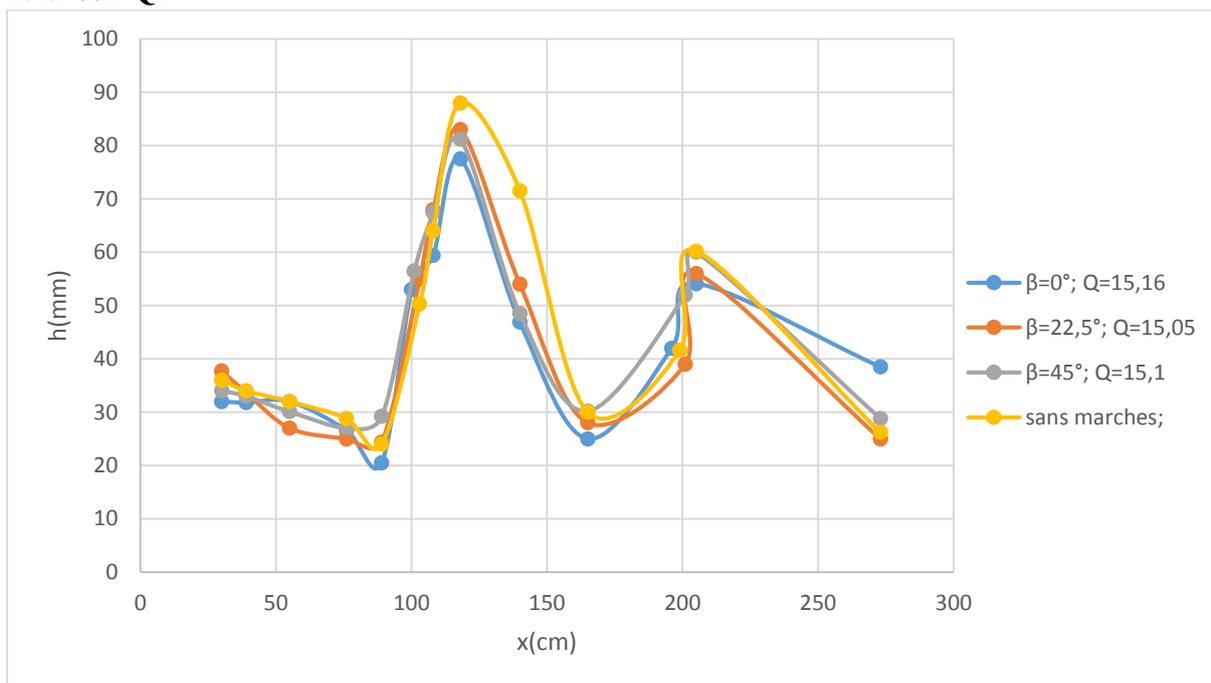


Figure 91. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q4

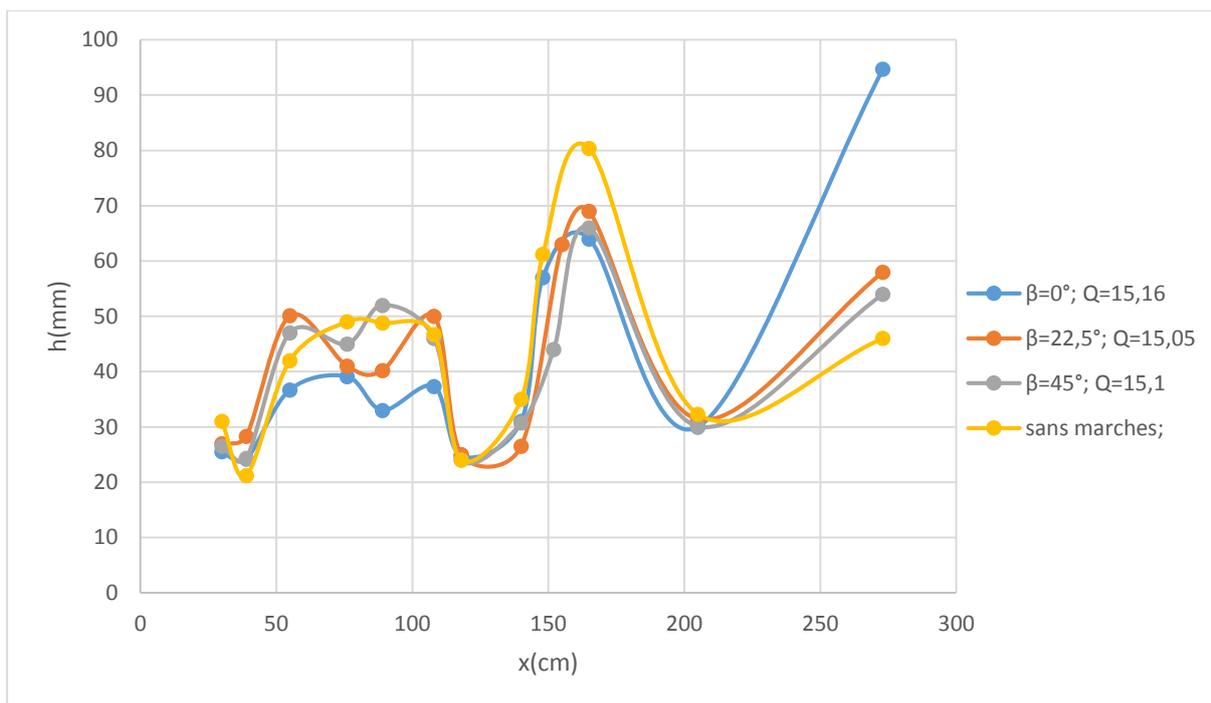


Figure 92. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q4

Pour **Figure 91** et **Figure 92**, on remarque que les profondeurs d'eau, ont les mêmes allures au niveau du centre et aussi au niveau des parois du canal.

Pour les parois, la surélévation au niveau du deuxième canal prismatique a augmenté par rapport au débit précédent, elle est du même ordre de grandeur que la première surélévation dans le centre du canal.

Dans le canal convergent. Plus on augmente le débit plus on remarque les perturbations au niveau de la surface libre et la présence de l'eau blanche. Les perturbations et la présence de l'eau continuent dans le canal prismatique aval.

Pour $\beta = 0^\circ$, au niveau du centre, l'effet de l'onde de retour disparaît, mais au niveau des parois, la hauteur d'eau a augmenté à la fin du deuxième canal prismatique car les parois des marches d'escalier créent l'onde de retour. On observe aussi une augmentation de la hauteur d'eau au niveau des parois à la fin du deuxième canal prismatique pour les autres cas $\beta = 22,5^\circ$ et $\beta = 45^\circ$, mais cette augmentation est plus faible que $\beta = 0^\circ$.

Pour le cas sans marche et au niveau des parois, on observe une augmentation de la hauteur à la fin du deuxième canal prismatique, qui est dû aux ondes transversales qui touchent les parois, elles sont causées par la présence du convergent. Donc on constate que l'augmentation de la hauteur d'eau présente pour les cas avec marches n'est pas seulement dû à la présence des marches d'escalier mais aussi à la présence du convergent.

2.5. Conclusion

Il y a deux phénomènes qui gèrent le comportement de la ligne d'eau le long de notre dispositif, les fronts d'ondes provoqués par la transition convergente et l'onde de retour provoquée par le coursier en marches d'escalier à l'aval

L'effet des fronts d'onde est remarquable le long du canal dès l'entrée de la transition jusqu'à la fin du dispositif

L'effet de l'onde de retour est remarquable que dans le deuxième canal prismatique, il ne dépasse jamais la sortie de la transition

Les piques supérieurs ou inférieurs dans les allures de la ligne d'eau sont dus à la confrontation du front d'ondes

Plus on augmente le débit et plus on augmente β , plus l'effet de l'onde de retour devient moins apparent.

3. Pente du canal $\alpha = 10^\circ$

3.1.Débit Q1

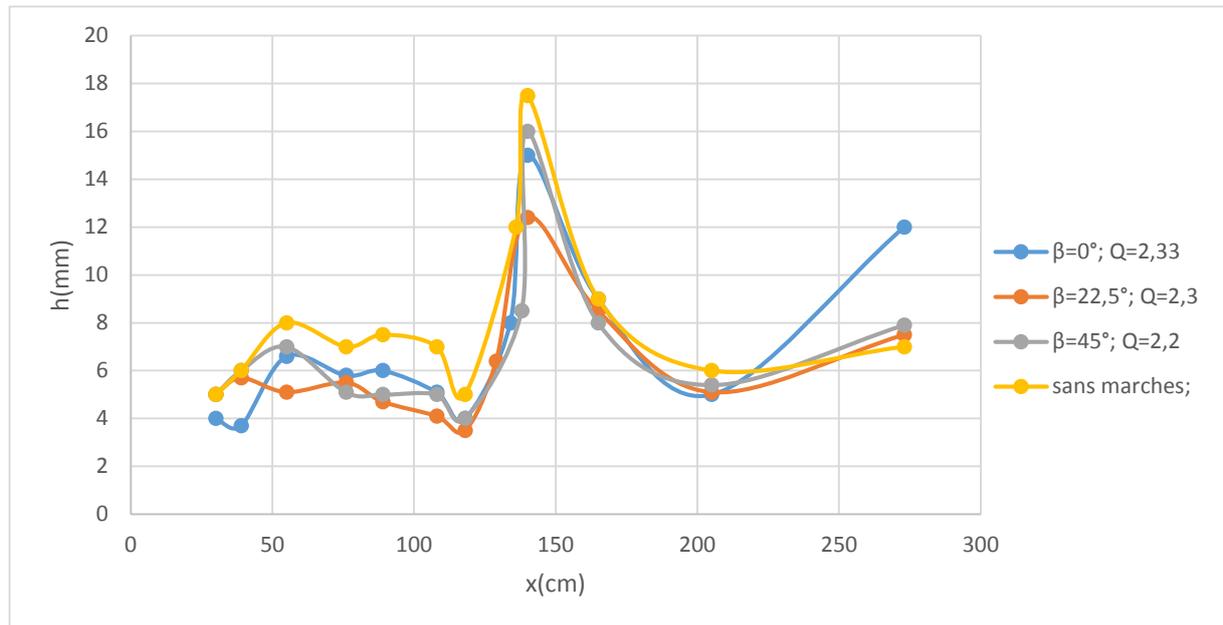


Figure 93.L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q1

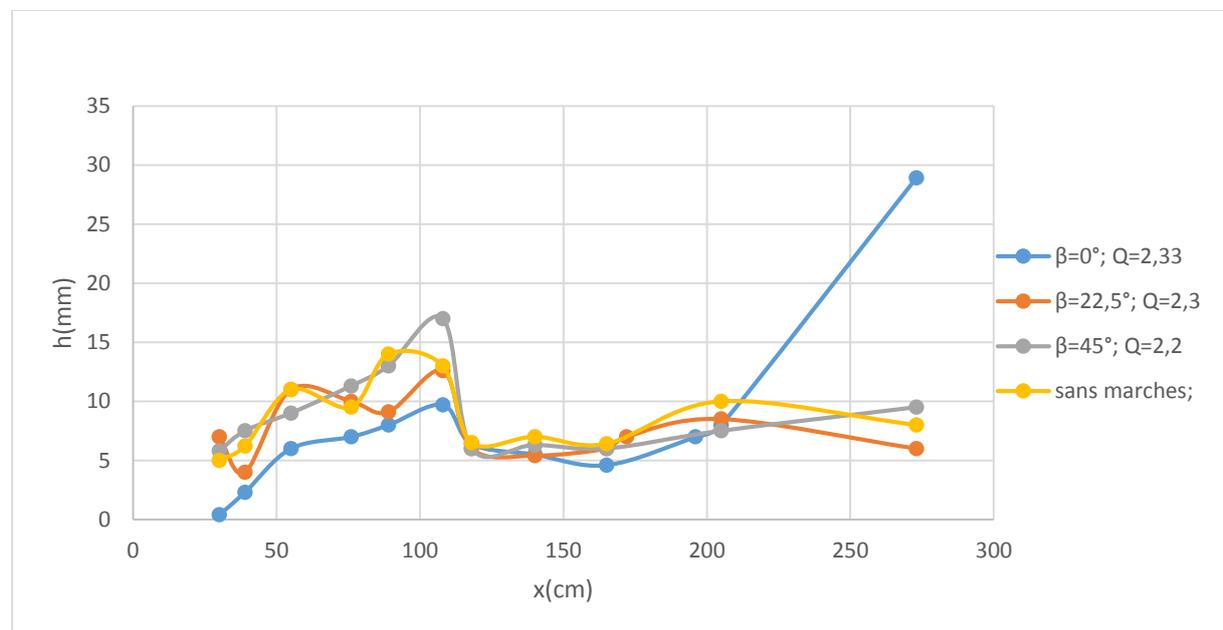


Figure 94.L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q1

Le long de l'axe central, de l'entrée du canal jusqu'à la sortie du convergent $x=108\text{cm}$, les graphes ont pratiquement la même allure, Cette allure augmente au niveau du convergent. Elle descend jusqu'au point $x=118\text{cm}$ qui se trouve dans le deuxième canal prismatique puis elle fait un grand saut jusqu'au point $x=140\text{cm}$. La diminution est provoquée par la sortie du convergent et l'augmentation est provoquée par l'intersection des fronts d'ondes provoquées par le convergent. Les profondeurs diminuent encore jusqu'au point $x=205\text{cm}$ à cause des fronts d'ondes qui se reflètent sur les parois latérales .dès qu'on dépasse $x=205\text{cm}$, on remarque une légère augmentation des hauteurs pour reprendre le niveau stable sauf pour le cas $\beta=0^\circ$ ou on remarque une augmentation considérable. Cette augmentation est due à l'onde de retour provoqué par les marches d'escalier.

Le long de la paroi latérale, de l'entrée du canal jusqu'au point $x=108\text{cm}$ (la sortie du convergent), les courbes ont pratiquement la même allure. Cette allure augmente sur cette partie. Elle descend juste après, jusqu'au point $x=118\text{cm}$. Au niveau du deuxième canal prismatique jusqu'au point $x=140\text{cm}$, les profondeurs augmentent légèrement, après elles redescendent légèrement jusqu'au point $x=165\text{cm}$, cela est dû à l'intersection des fronts d'ondes sur l'axe central.

Les profondeurs augmentent après $x=165\text{cm}$ à cause des fronts d'ondes qui se reflètent sur les parois latérales jusqu'à $x=205\text{cm}$.sur cette partie, on remarque que l'allure redescend pour reprendre sa forme stable sauf pour le cas $\beta=0^\circ$ ou elle continue d'augmenter. Cette augmentation est due à l'onde de retour provoqué par les marches d'escalier.

3.2.Débit Q_2

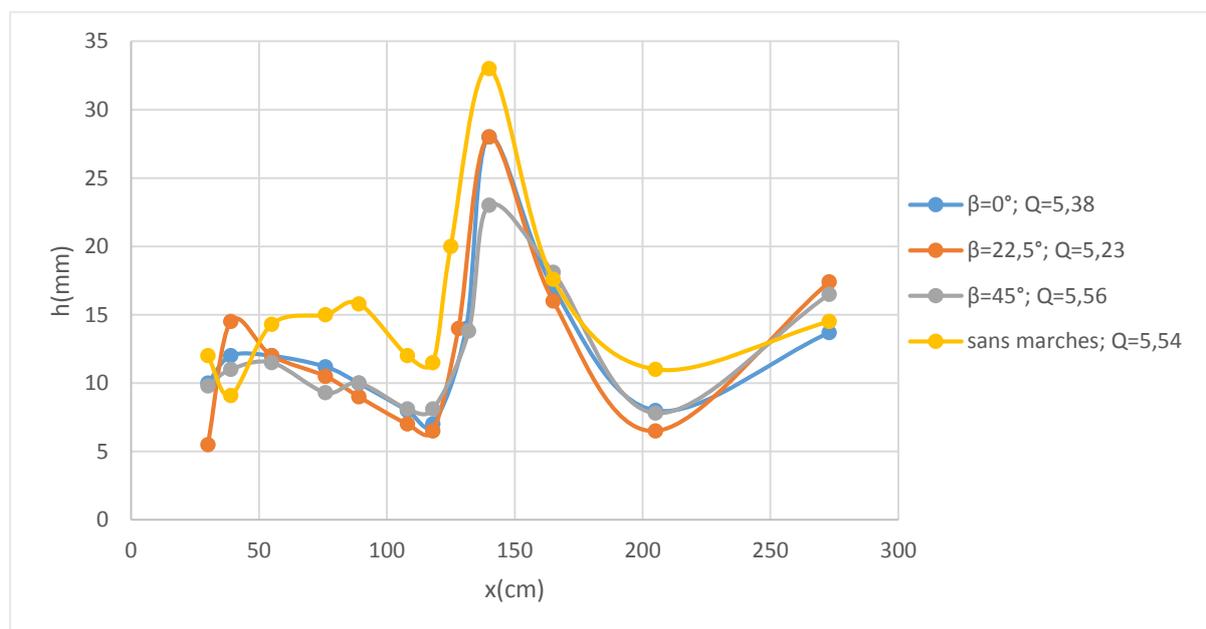


Figure 95.L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_2

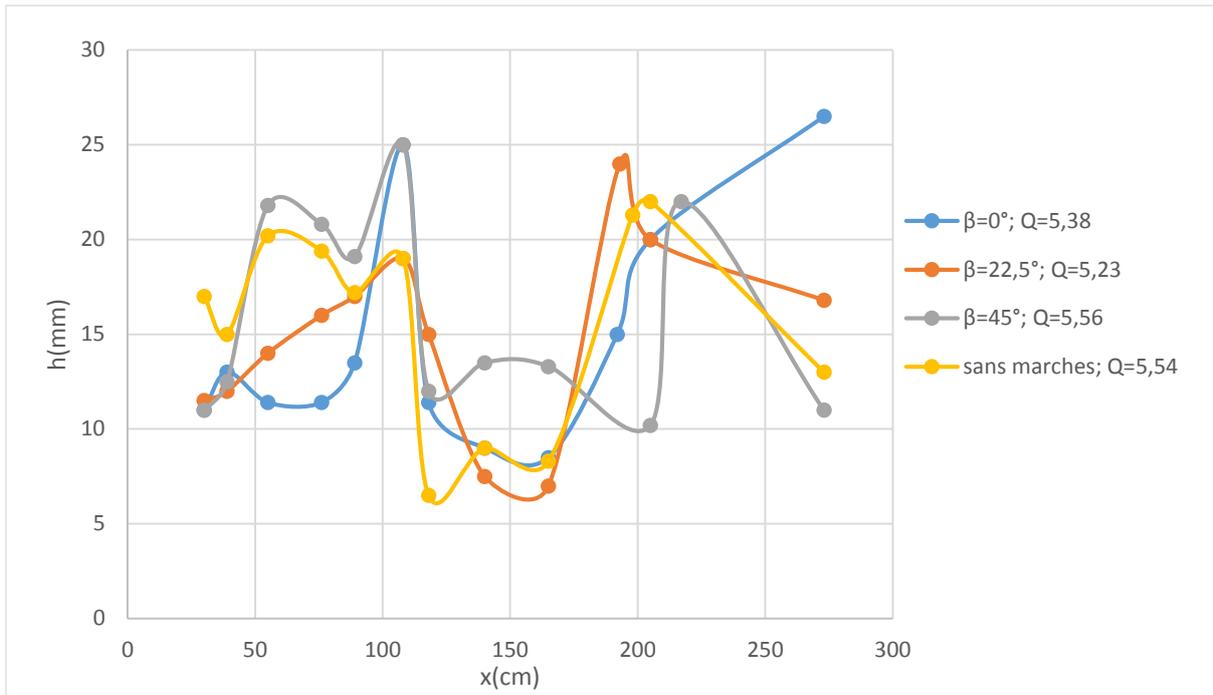


Figure 96.L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q2

3.3.Débit Q₃ :

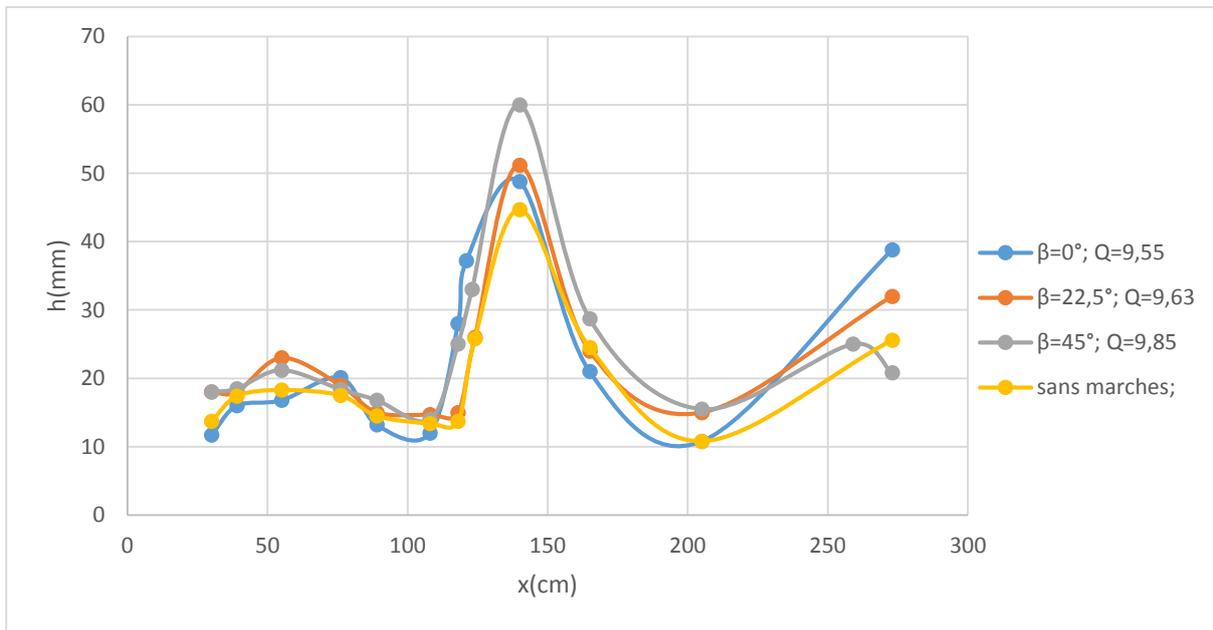


Figure 97.L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q3

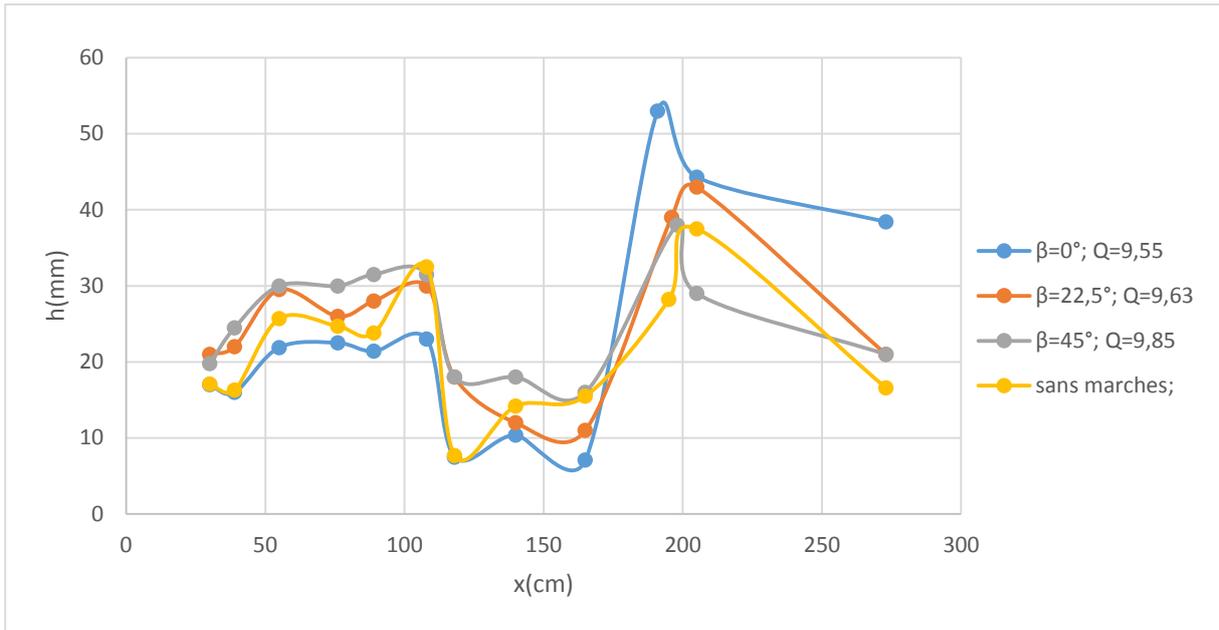


Figure 98. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q_3

3.4. Débit Q_4

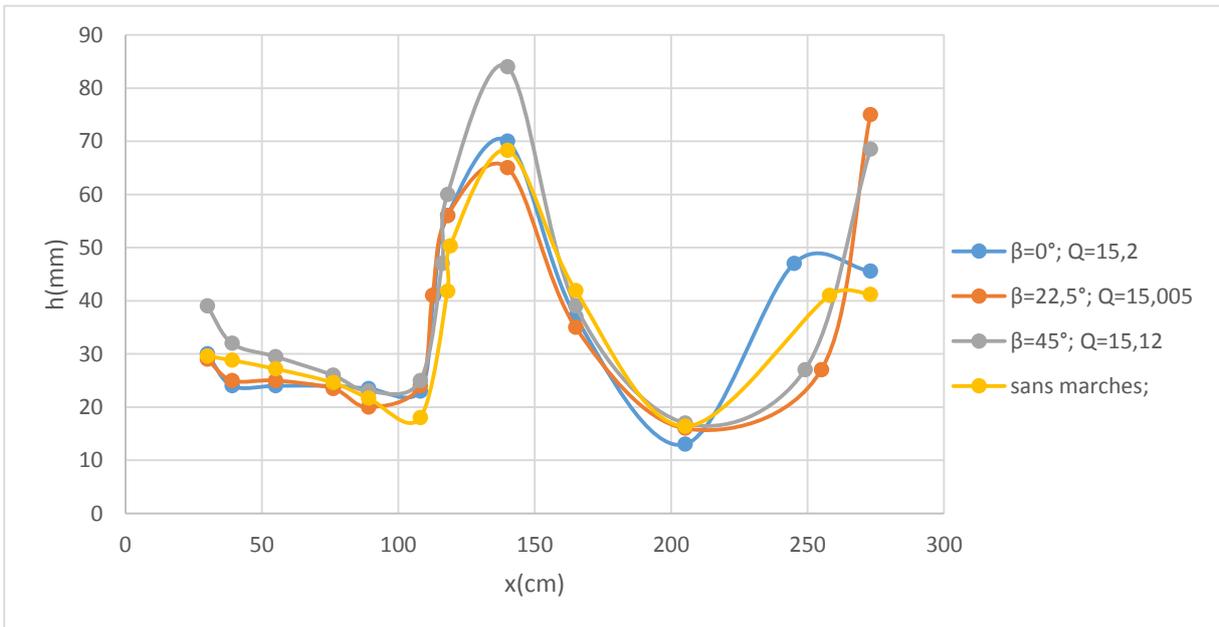


Figure 99. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_4

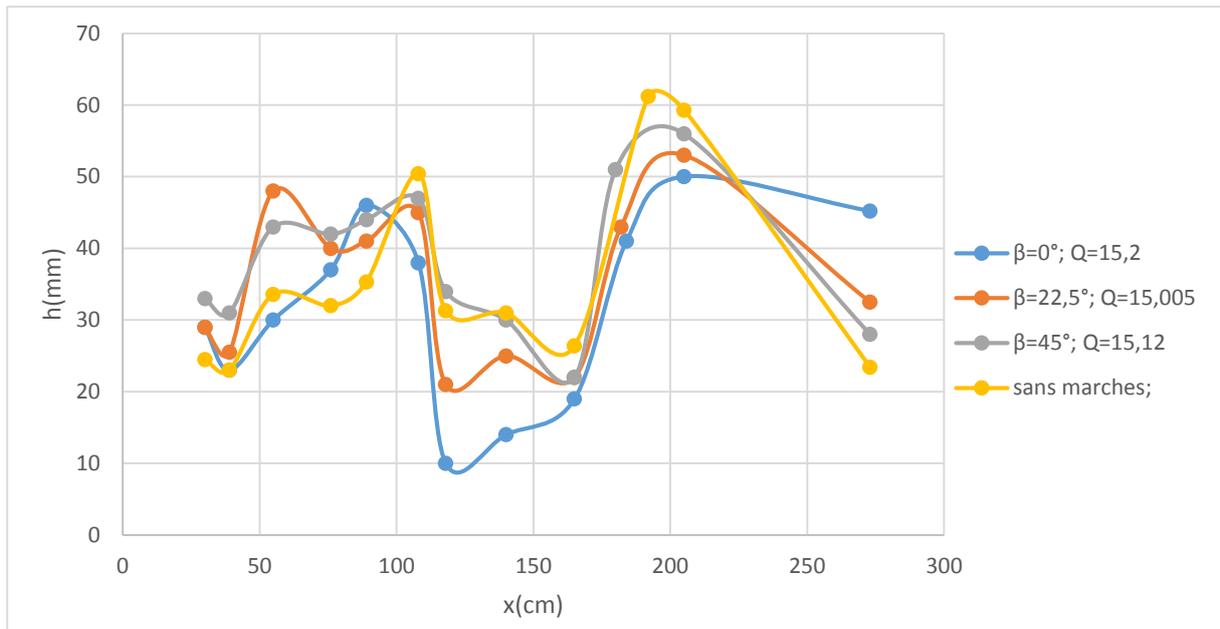


Figure 100. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q4

Pour ces deux graphes, on remarque qu'à chaque fois qu'il y a une remontée (respectivement une descente) pour l'allure de l'axe centrale, on aura une descente (respectivement une remontée) pour l'allure de la paroi latérale quel que soit β et quel que soit Q

Le long de l'axe central, on remarque que les courbes ont les mêmes allures le long du canal. Une allure qui descend jusqu'à $x=118\text{cm}$, remonte jusqu'à autour de $x=129\text{cm}$ pour Q2, $x=123\text{cm}$ pour Q3 et $x=115\text{cm}$ pour Q4, à cause de l'intersection des fronts d'ondes provoquées par le convergent. Cette intersection continue jusqu'à $x=140\text{cm}$ et donc les profondeurs continuent à augmenter. Elles redescendent après jusqu'à $x=197\text{cm}$ pour Q2, $x=195\text{cm}$ pour Q3 et $x=185\text{cm}$ pour Q4 à cause des fronts d'ondes qui se reflètent sur les parois latérales autour de ce point et cela continue jusqu'à $x=205\text{cm}$, puis elles remontent jusqu'à la sortie du canal à $x=273\text{cm}$, sauf pour le troisième débit Q3, pour $\beta=45^\circ$, on remarque que la profondeur jusqu'à $x=259\text{cm}$ à cause de la deuxième intersection des fronts d'ondes puis elle redescend jusqu'à la sortie du canal $x=273\text{cm}$.

Pour le quatrième débit Q4, pour $\beta=22,5^\circ$ (respectivement $\beta=45^\circ$), on remarque que l'allure remonte jusqu'à $x=255\text{cm}$ (respectivement $x=249\text{cm}$) à cause de la deuxième intersection des fronts d'ondes puis elle redescend jusqu'à la sortie du canal $x=273\text{cm}$.

3.5. Conclusion

Pour $\beta = 0^\circ$, on remarque une légère remontée des hauteurs aux parois pour les quatre débits à cause de l'onde de retour provoqué par les marches d'escalier.

Pour $\beta = 0^\circ$ le long de l'axe central, on remarque que plus on augmente le débit et plus le point d'intersection décale vers la sortie du canal.

Pour $\beta = 22,5^\circ$ et $\beta = 45^\circ$ le long de l'axe central c'est toute à fait le contraire. Car plus on augmente le débit et plus le point d'intersection s'approche du convergent. Mais le long des parois latérales, on remarque que plus on augmente le débit et plus le point d'intersection décale vers la sortie du canal.

On remarque aussi que Pour $\beta = 0^\circ$, on a qu'un seul point d'intersection des fronts d'ondes le long de l'axe central. Par contre pour $\beta = 22.5^\circ$ et $\beta = 45^\circ$, on retrouve deux points d'intersection des fronts d'ondes le long de l'axe central.

Parti 2 : Les marches d'escalier

1. Introduction

Avant de préciser les phénomènes observés sur les marches d'escalier lors de nos essais, nous allons présenter l'endroit des points de mesures sur les marches d'escalier

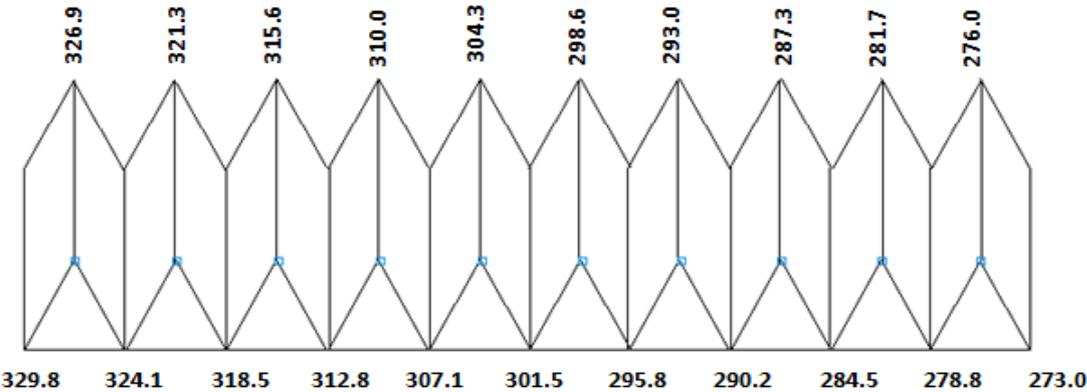


Figure 101. Les marches d'escalier à la position horizontale $\beta = 0^\circ$

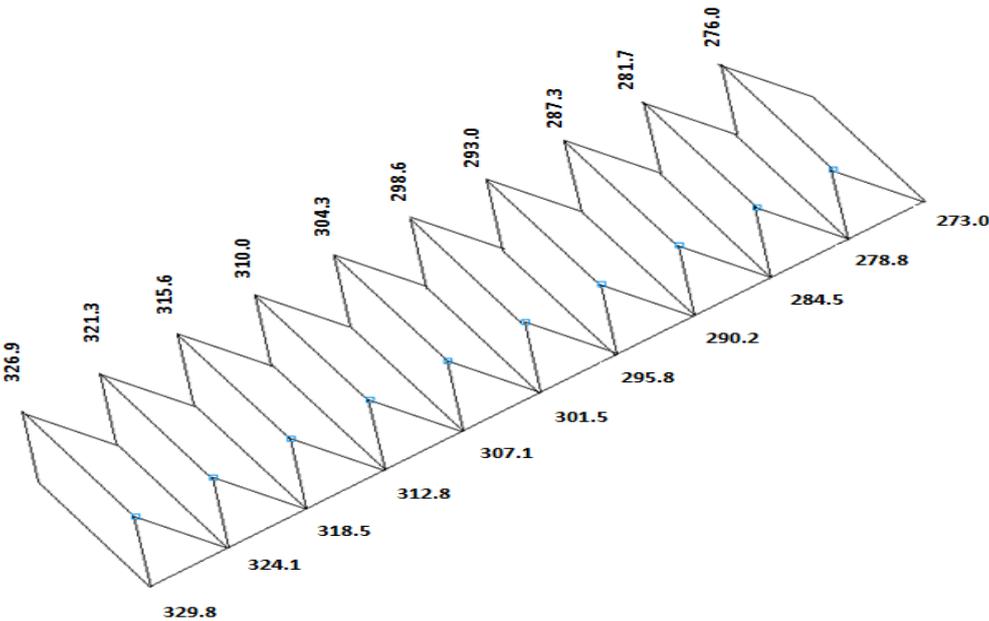


Figure 102. Les marches d'escaliers à la position $\beta=22,5^\circ$

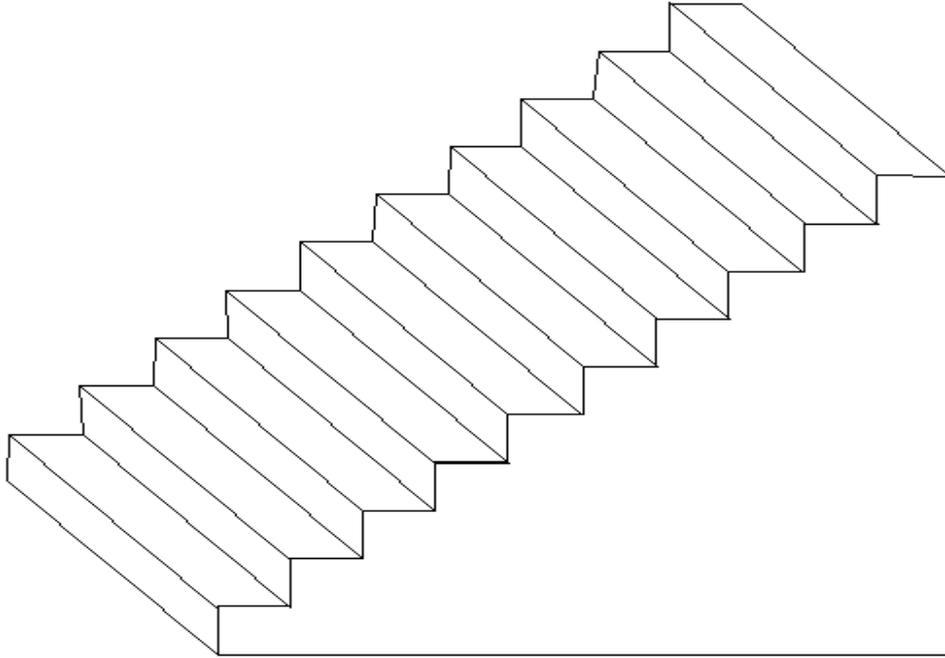


Figure 103. Les marches d'escalier à la position $\beta=45^\circ$

2. Pente des marches d'escalier $\beta = 0^\circ$

2.1. Phénomène observés sur les marches d'escaliers

2.1.1. Pour Q_1

A $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 5^\circ$; la surface libre au-dessus des marches d'escalier est lisse jusqu'à la dernière marche.

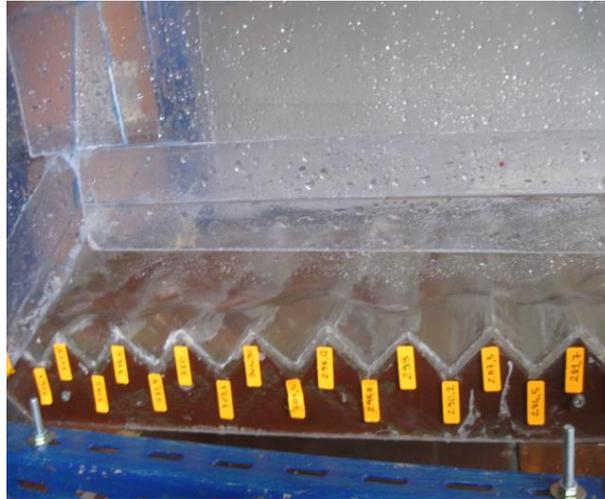


Figure 104. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_1 à $\alpha = 5^\circ$

A $\alpha = 10^\circ$. Dès la première marche, on observe un jet convergent qui tombe sur la quatrième marche à $x = 298.7$ cm. Des rouleaux de recirculation apparaissent dans les creux des marches sont enregistrés au milieu du canal de quatrième marche jusqu'à la huitième marche, là où le jet tombe et donne son effet.



Figure 105. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_1 à $\alpha = 10^\circ$

2.1.2. Pour Q₂

A $\alpha = 0^\circ$, la surface d'eau est pratiquement stable, A $\alpha = 5^\circ$, dès la crête de la première marche l'eau devient blanche et on observe un jet convergent formé de trois élévations d'eau, deux sont apparentes dans les extrémités latérales et la troisième est apparente au centre c'est la moins élevée. Le jet touche la sixième marche à $x = 307,1$ cm. La surface libre est pleine de bulles d'air. Des rouleaux de recirculation sont enregistrés dans tous les creux d'où les plus apparents sont situés à partir de la cinquième marche à $x = 301.5$ cm.



Figure 106 . L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q₂ à $\alpha = 0^\circ$



Figure 107 . L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q₂ à $\alpha = 5^\circ$

A $\alpha = 10^\circ$ on observe la formation d'un jet convergent qui continue jusqu'à la dernière marche. Il y a une zone vide entre le jet et les marches d'escalier, puis juste au-dessus du fond, on remarque aussi un écoulement qui se déroule calmement accompagné des bulles d'air. On remarque l'absence de rouleaux de recirculation sauf pour les deux derniers creux, ceux de la dernière marche sont les plus forts, car le jet frappe la dernière marche.

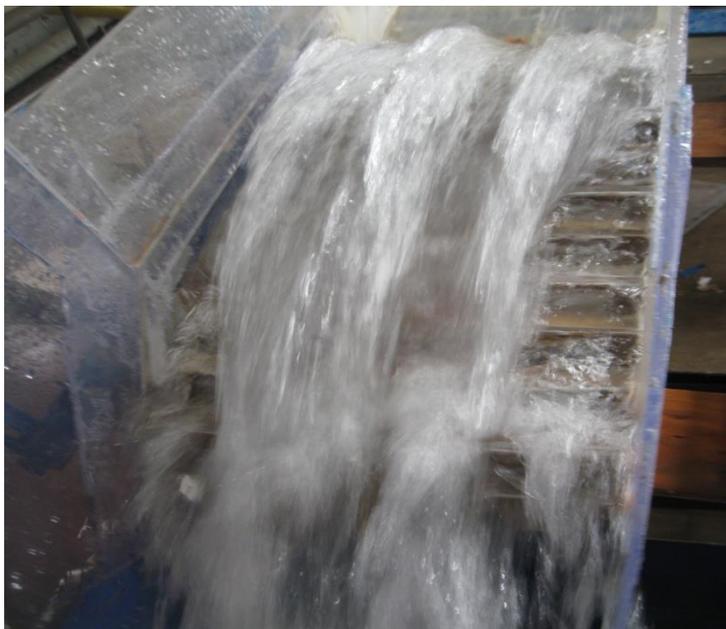


Figure 108. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q2 à $\alpha = 10^\circ$

2.1.3. Pour Q3

Pour $\alpha = 5^\circ$, on remarque dès la première crête un jet convergent formé par trois élévations d'eau d'où celle du milieu est la moins élevée. Le jet tombe sur la neuvième marche à $x = 321,3$ cm. Au niveau des parois un petit jet est observé, ce jet tombe à la quatrième marche. Des rouleaux de recirculation sont apparents dès la troisième marche d'où les plus forts sont enregistrés à partir de la cinquième marche jusqu'à la fin du canal. On remarque que l'eau est blanche sur toutes les marches d'escalier.

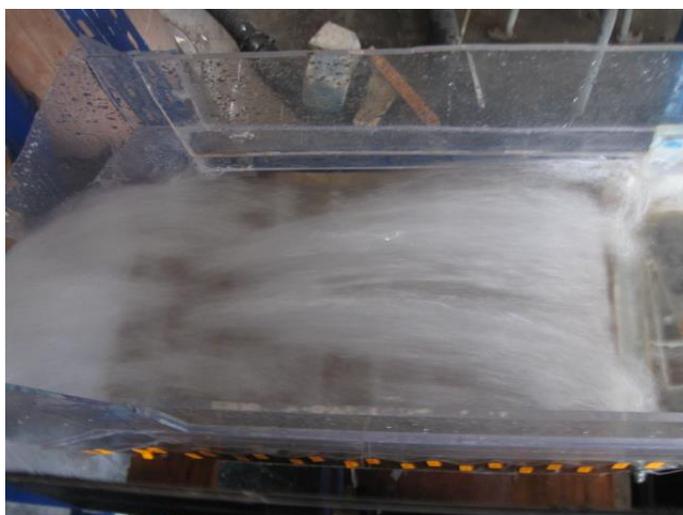


Figure 109. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q3 à $\alpha = 5^\circ$

Pour $\alpha = 10^\circ$, on remarque aussi dès la première crête un grand jet convergent formé par trois élévations d'eau d'où celle du milieu est la moins élevée, ce jet tombe après les marches d'escalier. Au niveau des parois latérales on observe un petit jet qui tombe sur la cinquième marche à $x = 298.6$ cm. Des rouleaux de recirculation sont enregistrés dès le troisième creux, les plus forts sont apparents à partir de la cinquième marche.

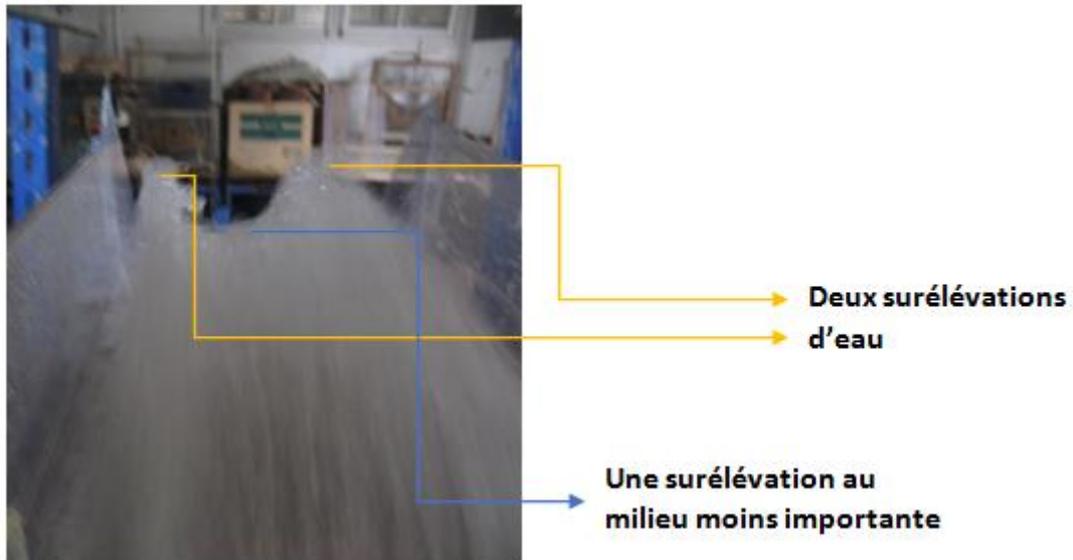


Figure 110. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q3 à $\alpha = 10^\circ$

2.1.4. Pour Q4

Pour $\alpha = 5^\circ$. Dès la première crête, on voit un jet convergent de couleur blanche qui tombe sur la dernière marche. Au niveau des parois il y a aussi un petit jet qui tombe sur la cinquième marche à $x = 298,6$ cm. les rouleaux de recirculation sont produit dès le deuxième creux, les plus forts sont apparents à partir du quatrième creux. Pour $\alpha = 10^\circ$, dès la première crête on observe un grand jet divergent de couleur blanche, ce jet tombe en dehors des marches.



Figure 111. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q4 à $\alpha = 5^\circ$



Figure 112. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_4 à $\alpha = 10^\circ$

2.2. Les profondeurs d'eau dans les marches d'escalier

2.2.1. Pour Q_1

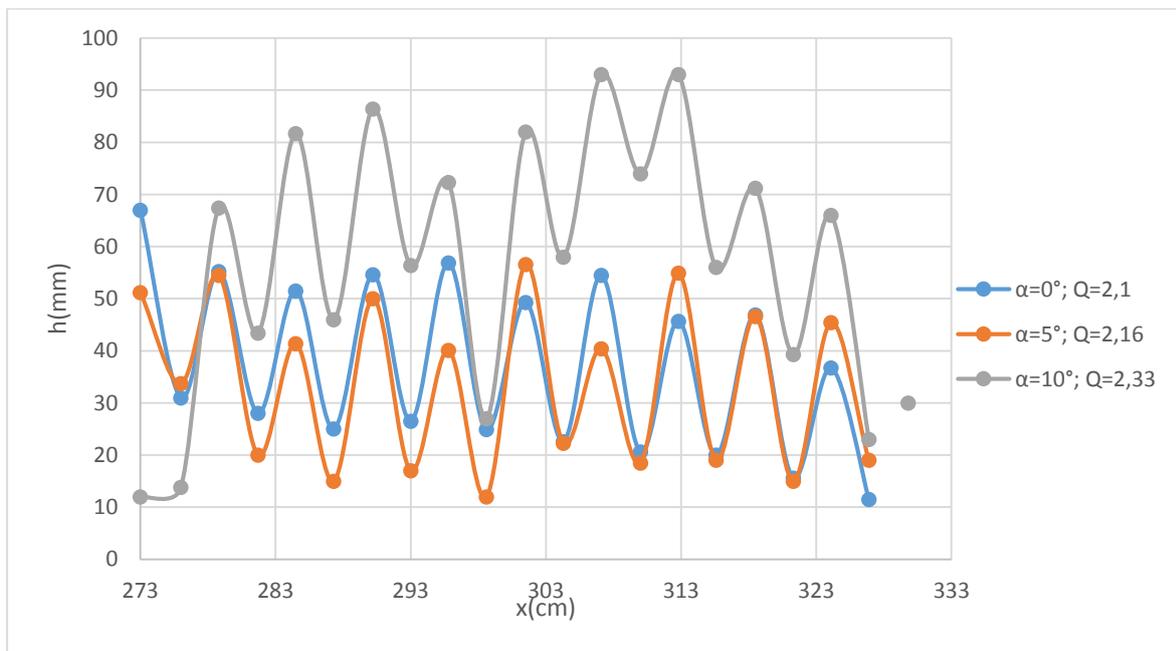


Figure 113. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_1

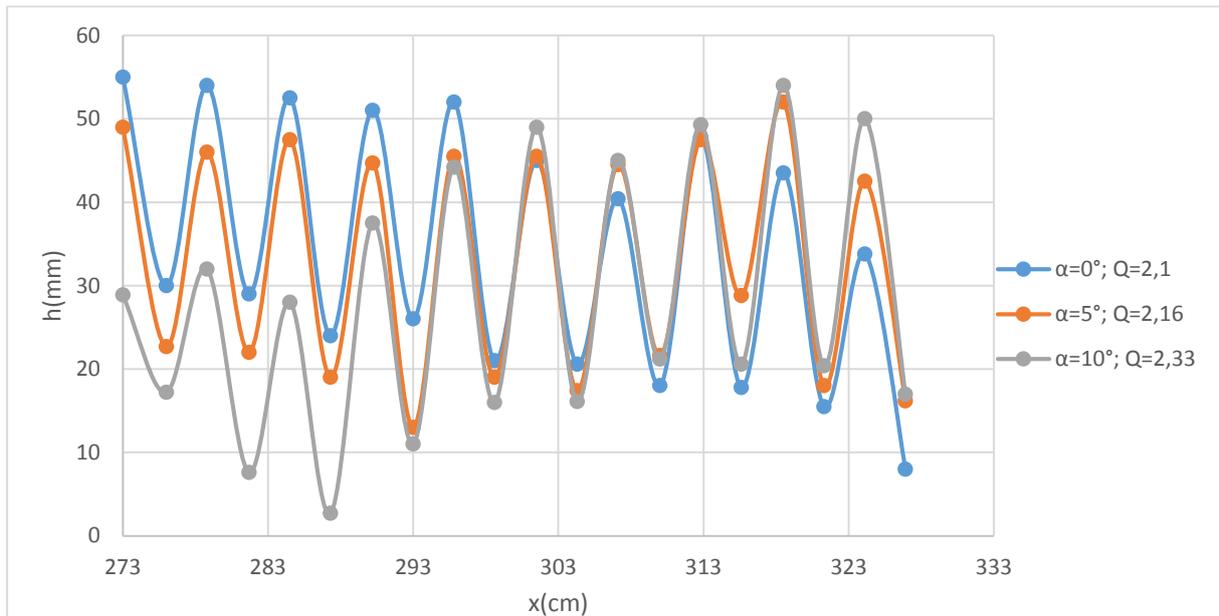


Figure 114. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q_1

Pour les figures ci-dessus, on remarque bien que toutes les courbes ont la même allure et ont pris la forme du fond du canal.

A l'entrée du canal l'allure de la profondeur pour $\alpha = 0^\circ$ est la plus élevée puis celle de $\alpha = 5^\circ$ et tout en bas celle de $\alpha = 10^\circ$. Donc les allures de la profondeur le long de l'axe central et le long de la paroi latérale juste à l'entrée du canal sont superposées en fonction de l'angle d'inclinaison du canal amont α . Plus on augmente α plus la profondeur diminue.

Pour $\alpha = 10^\circ$, la profondeur d'eau dans la première marche est la plus faible par rapport aux deux autres pentes. Mais dès qu'elle rencontre la crête de la première marche, la profondeur augmente dans le centre du canal, par la présence du jet. Dans les parois la profondeur reste inférieure par rapport au deux autres ce qui nous confirme que ce jet a la forme d'un convergent, le jet tombe sur la quatrième marche et crée un autre jet ce qui augmente la profondeur dans le centre du canal et dans les parois par rapport aux deux autres angles, donc ce jet n'est plus convergent.

2.2.2. Pour Q_2

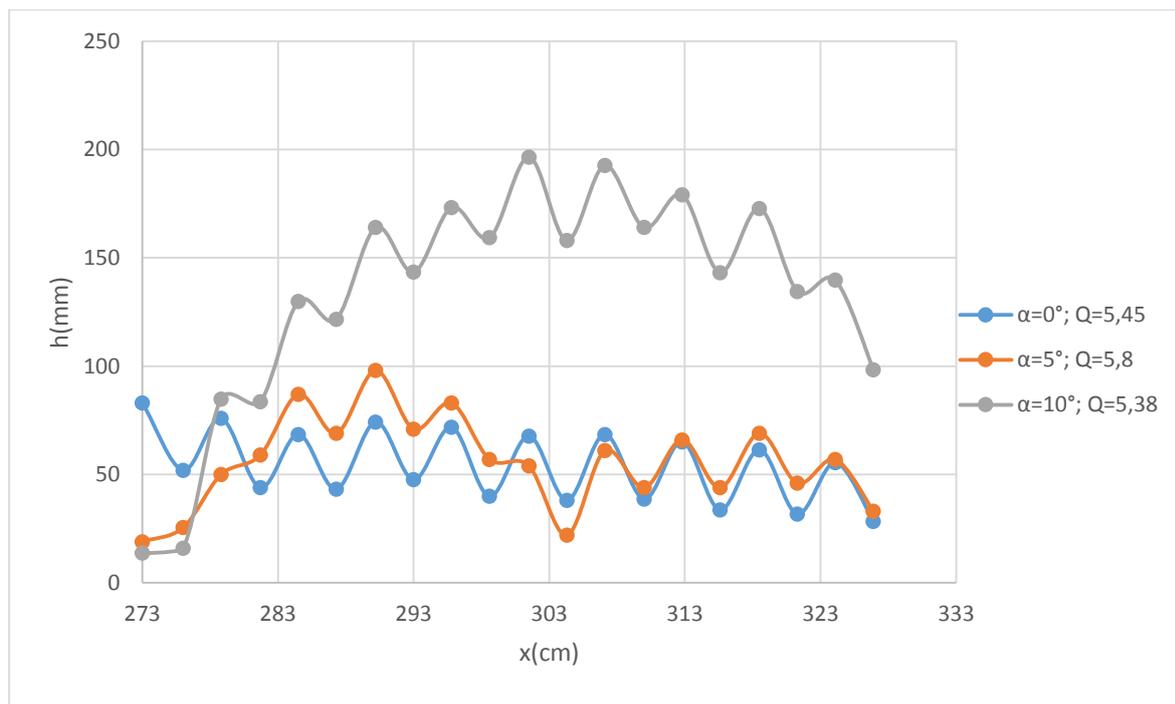


Figure 115. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_2

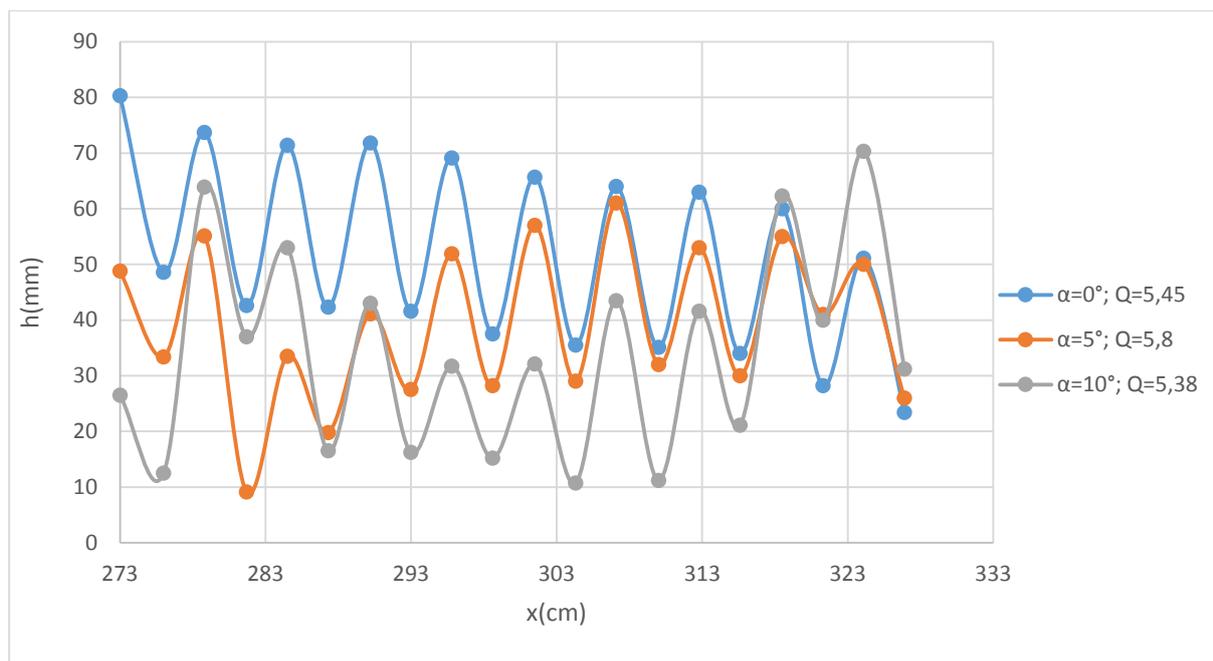


Figure 116. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q_2

A $\alpha = 0^\circ$, on observe des petites perturbations au niveau de la surface libre, les profondeurs au niveau du centre et des parois du canal sont pratiquement égales au début mais diminuent vers la fin des marches.

A $\alpha = 5^\circ$, les profondeurs d'eau au niveau du centre des marches augmentent dès la première marche par rapport à $\alpha = 0^\circ$, car il y a formation d'un jet. Au niveau des parois les profondeurs diminuent, ce qui nous confirme que le jet est convergent.

Dès la sixième marche, les profondeurs d'eau à $\alpha = 5^\circ$ deviennent du même ordre de grandeur que celles de $\alpha = 0^\circ$, et cela pour le centre et les parois du canal.

Pour $\alpha = 10^\circ$, après la première marche, les profondeurs dépassent celles des pentes $\alpha = 0^\circ$ et $\alpha = 5^\circ$ au niveau du centre du canal, mais au niveau des parois, les profondeurs sont plus faibles que celles des deux autres pentes, car il y a un grand jet convergent qui se forme, cela continue jusqu'à la dernière marche, où les profondeurs au niveau du centre diminuent et celles des parois augmentent, car le jet tombe sur la dernière marche.

2.2.3. Pour Q_3

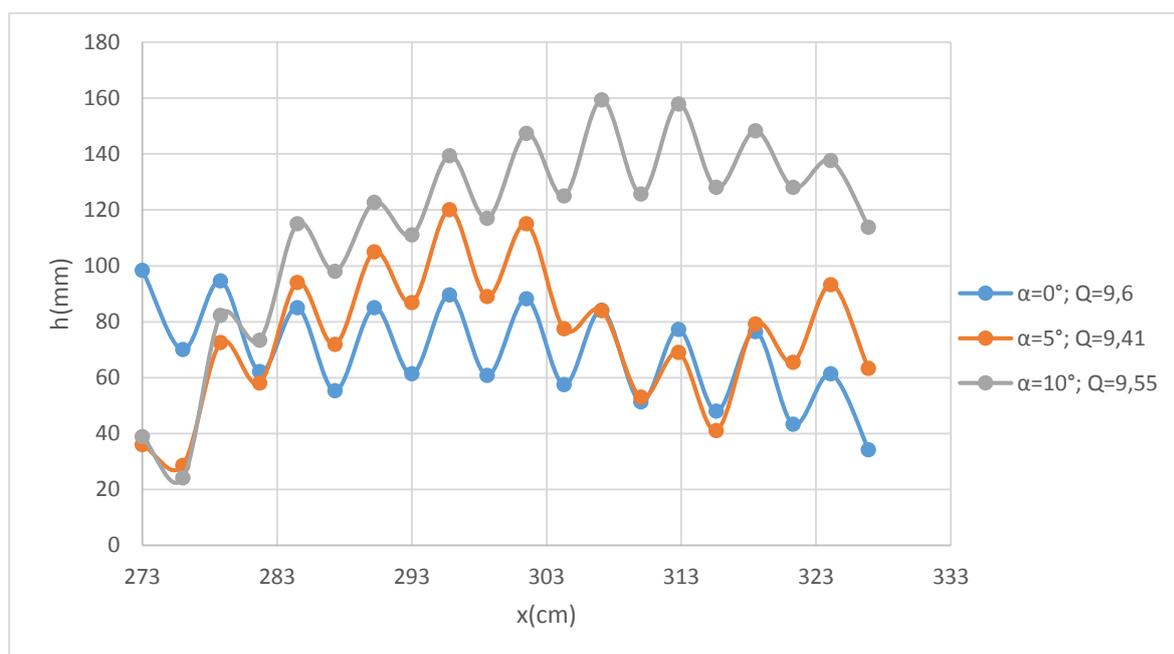


Figure 117. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_3

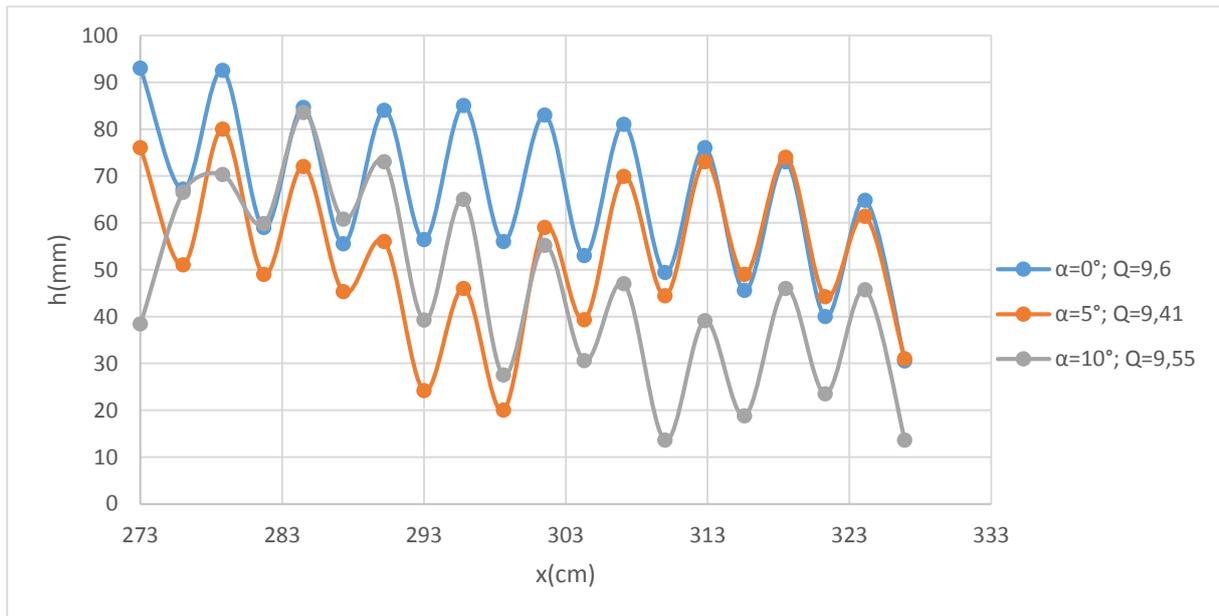


Figure 118. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q₃

Pour $\alpha = 0$, les profondeurs d'eau ont augmenté par rapport au débit précédent, mais leurs valeurs au centre et aux parois des marches sont identiques. Pour $\alpha = 5$, les profondeurs après la première marche ont augmenté dans le centre du canal, elles dépassent celles de $\alpha = 0$. Dans les parois du canal, les profondeurs diminuent : elles sont en dessous de celles de $\alpha = 0$, et cela continue jusqu'à la huitième marche, où la profondeur se superpose avec celle de $\alpha = 0$, car le jet tombe. Par contre dans les parois des marches, les profondeurs commencent à augmenter dès la cinquième marche, car il y a un autre jet de paroi qui a une influence sur les profondeurs.

Pour $\alpha = 10$, les profondeurs augmentent jusqu'à la fin des marches, elles sont tous supérieures à celles des deux autres pentes, il y a un grand jet qui se forme, si on le compare à celui du débit précédent, on remarque qu'au niveau de la sixième marche la profondeur dans la crête est de 200 mm pour Q₂, alors qu'elle est de 150 mm, donc on peut dire que le jet pour Q₂ est plus court mais plus fort et pour Q₃ le jet s'est allongé en devenant moins fort.

2.2.4. Pour Q₄

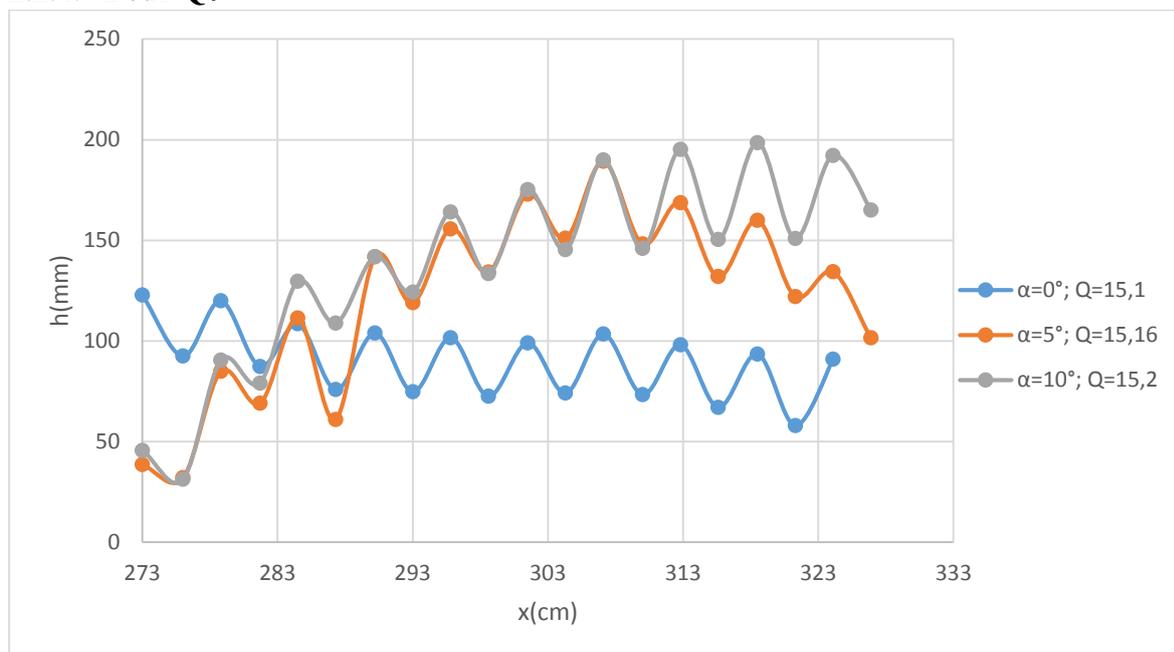


Figure 119. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q₄

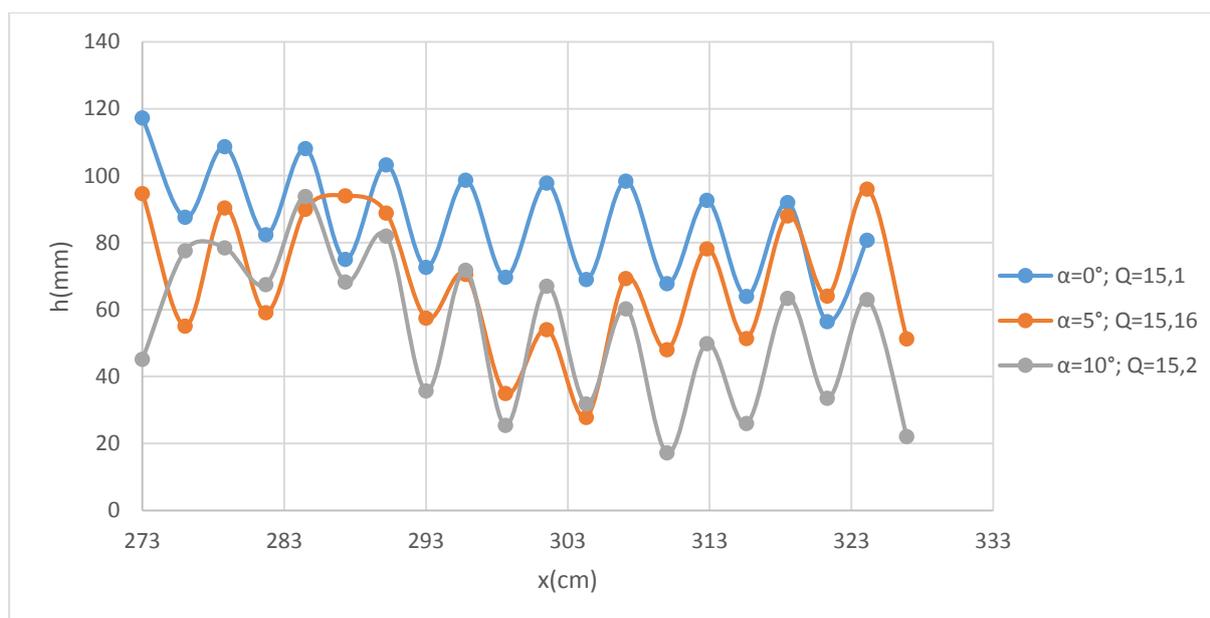


Figure 120. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q₄

Pour $\alpha = 0^\circ$, on observe une surface libre un peu perturbée avec une diminution de la hauteur le long du canal.

Pour $\alpha = 5^\circ$, les profondeurs d'eau dans le centre du canal augmentent jusqu'à la dernière marche où elles diminuent car il y a un jet, ce jet est plus fort que celui du débit précédent, au niveau des parois les profondeurs diminuent jusqu'à la quatrième marche, après elles commencent à augmenter, donc on constate que le jet était au début convergent après il est devenu divergent, donc le point d'intersection des ondes sans les marches se trouve entre la quatrième et la cinquième marche.

Pour $\alpha = 10^\circ$. Dès la première crête, on remarque que les profondeurs au niveau du centre des marches augmentent jusqu'à la fin des marches, elles ne cessent pas d'augmenter, le jet existant est plus fort que celui du débit précédent. Au niveau des parois, les profondeurs diminuent jusqu'à la fin des marches.

2.3. Conclusion

Pour $\alpha = 0^\circ$, les marches d'escalier jouent le rôle d'un obstacle qui ralentit la vitesse de l'écoulement ce qui fait que la ligne d'eau est stable

Plus on augmente α , plus la vitesse de l'écoulement à l'entrée du canal augmente et plus la hauteur du jet sera plus élevée et plus la chute sera plus longue.

3. Pente des marches d'escalier $\beta = 22.5^\circ$

3.1. Phénomène observés sur les marches d'escaliers

3.1.1. Pour Q_1



Figure 121. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_1 à $\alpha=0^\circ$

A $\alpha=0^\circ$; dès la première marche, on observe un écoulement qui tombe sur la troisième marche à $x = 287.3$ cm. On remarque un changement de régime après ce point qui provoque une sorte de rouleaux de recirculations aux creux des marches.



Figure 122. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_1 à $\alpha = 5^\circ$

Pour $\alpha=5^\circ$, dès la première marche, on observe un jet convergent qui tombe sur la sixième marche à $x = 304.3$ cm. Un second jet se forme après cette marche est relativement turbulent par rapport au premier, des rouleaux de recirculation apparaissent sur cette partie dans les creux des marches.

Sur les parois latérales, on a une sorte d'écoulement qui adhère les marches d'escalier. Dès que le jet tombe sur la cinquième marche à $x = 298.6$ cm, il devient un écoulement relativement turbulent par rapport au premier.



Figure 123. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_1 à $\alpha = 10^\circ$

A $\alpha = 10^\circ$. Dès la première marche, on observe un jet convergent qui tombe dans le creux de la neuvième marche à $x = 324.1$ cm. Sur les parois latérales, le jet tombe sur la sixième marche à $x = 304.3$ cm. Un second jet relativement turbulent par rapport au premier, se forme après cette marche. Des rouleaux de recirculations se forment aux parois sur cette partie.

3.1.2. Pour Q_2



Figure 124. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_2 à $\alpha = 0^\circ$

A $\alpha = 0^\circ$, °. Dès la première marche, on observe un écoulement convergent stable dont son point d'intersection est à $x = 310$ cm. Dès qu'il dépasse ce point, l'écoulement devient relativement turbulent par rapport à celui qui rentre au départ aux marches d'escalier. Sur les parois latérales, le premier saut touche les marches à $x=281.7$ cm. Dès qu'il dépasse ce point, l'écoulement devient relativement turbulent par rapport à celui qui rentre au départ aux marches d'escalier et des rouleaux de recirculations apparaissent dans les creux des marches d'escalier.



Figure 125 .L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q2 à $\alpha = 5^\circ$

A $\alpha = 5^\circ$ on observe la formation d'un jet avec deux montées autour du centre qui continuent jusqu'à la neuvième marche. Il y a une zone vide entre le jet et les marches d'escalier, puis juste au-dessus du fond, on remarque aussi un écoulement qui se déroule calmement accompagné des bulles d'air. On remarque l'absence de rouleaux de recirculation sauf pour les deux derniers creux, car le jet frappe l'avant-dernière marche.



Figure 126. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q2 à $\alpha = 10^\circ$

A $\alpha = 10^\circ$ on observe la formation d'un jet relativement grand au milieu à cause de l'intersection des fronts d'ondes au point $x=276$ cm, ce jet tombe à l'extérieur des marches d'escalier. Il y a

une zone vide entre le jet et les marches d'escalier. On remarque l'absence de rouleaux de recirculation.

3.1.3. Pour Q₃



Figure 127. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q₃ à $\alpha = 0^\circ$

Pour $\alpha = 0^\circ$, l'écoulement adhère aux marches d'escalier, il est pratiquement uniforme sur toute la ligne. On remarque l'absence de rouleaux de recirculation.



Figure 128. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q₃ à $\alpha = 5^\circ$

Pour $\alpha = 5^\circ$, on remarque dès la première crête, un grand jet convergent formé par trois élévations d'eau d'où celle du milieu est la moins élevée, ce jet tombe après les marches d'escalier. Des rouleaux de recirculation sont enregistrés dès le troisième creux.



Figure 129. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q3 à $\alpha = 10^\circ$

Pour $\alpha = 10^\circ$, on remarque dès la première crête, un grand jet divergent formé par trois élévations d'eau d'où celle du milieu est la moins élevée, ce jet tombe après les marches d'escalier. Des rouleaux de recirculation sont enregistrés dès le huitième creux.

3.1.4. Pour Q4



Figure 130. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q4 à $\alpha = 0^\circ$

Pour $\alpha = 0^\circ$, l'écoulement adhère aux marches d'escalier, est pratiquement uniforme sur toute la ligne. On remarque l'absence de rouleaux de recirculation.



Figure 131. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q4 à $\alpha = 5^\circ$

Pour $\alpha = 5^\circ$. Dès la première crête, on voit un grand jet convergent de couleur blanche qui tombe à l'extérieur des marches d'escalier. Les rouleaux de recirculation sont produits au septième creux, les plus forts sont apparents à partir du neuvième creux.



Figure 132. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q4 à $\alpha = 10^\circ$

Pour $\alpha = 10^\circ$, dès la première crête on observe un grand jet divergent, de couleur blanche, formé par trois élévations d'eau d'où celle du milieu est la moins élevée, ce jet tombe en dehors des marches. On remarque l'absence des rouleaux de recirculation.

3.2. Les profondeurs d'eau dans les marches d'escalier

3.2.1. Pour Q_1

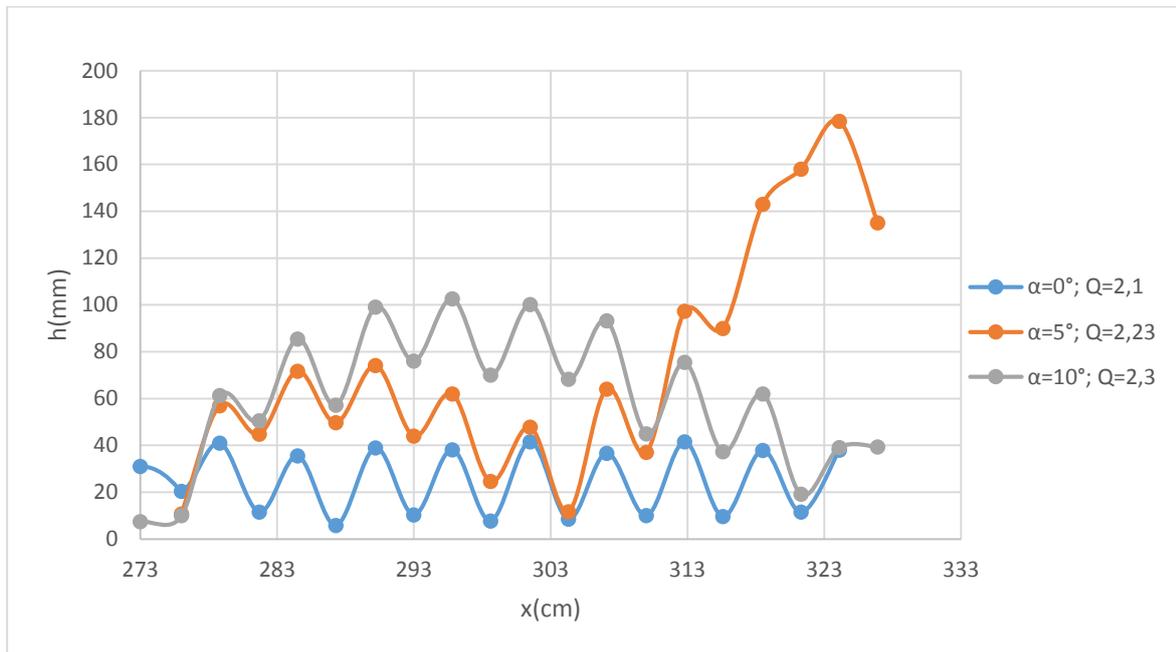


Figure 133. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_1

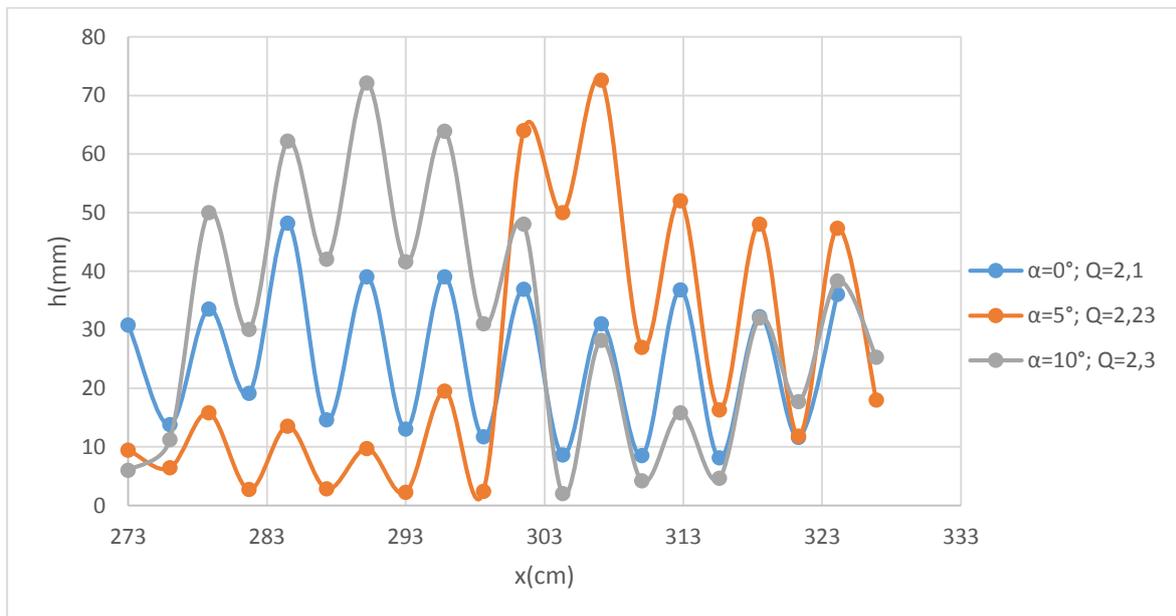


Figure 134. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q_1

Pour les figures ci-dessus, on remarque bien que toutes les courbes ont la même allure et ont pris la forme du fond du canal.

A l'entrée du canal l'allure de la profondeur, le long de l'axe central, pour $\alpha = 0^\circ$ est la moins élevée puis celle de $\alpha = 5^\circ$ et tout en haut celle de $\alpha = 10^\circ$.

Dès la septième marche d'escalier, l'allure de la profondeur pour $\alpha = 5^\circ$ monte au-dessus de celle de $\alpha = 10^\circ$. Car en ce point un deuxième jet se lance.

Le long des parois latérales, l'allure de la profondeur $\alpha = 0^\circ$ est similaire à celle du centre, $\alpha = 5^\circ$ est la moins élevée au début car le jet créé est convergent et ne touche pas les parois. L'allure de $\alpha = 10^\circ$ est la plus élevée au début par rapport aux deux autres car il y a un jet de paroi qui se crée. Dès la cinquième marche celle de $\alpha = 5^\circ$ devient la plus élevée car le jet qui tombe sur la cinquième marche prend toute la largeur des marches, celle de $\alpha = 10^\circ$ devient la moins élevée, car le jet de paroi tombe et perd son effet et le jet du milieu est toujours convergent. A la neuvième marche, celle de $\alpha = 10^\circ$ surmonte celle de $\alpha = 0^\circ$ car le jet du milieu tombe sur cette marche.

3.2.2. Pour Q_2

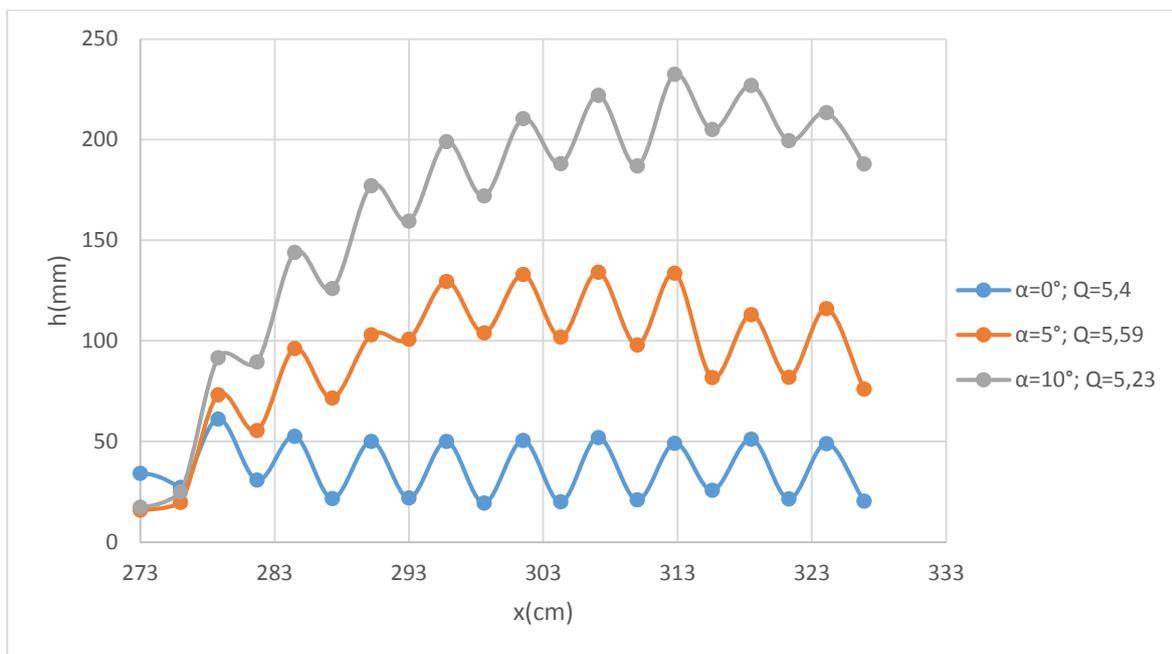


Figure 135. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_2

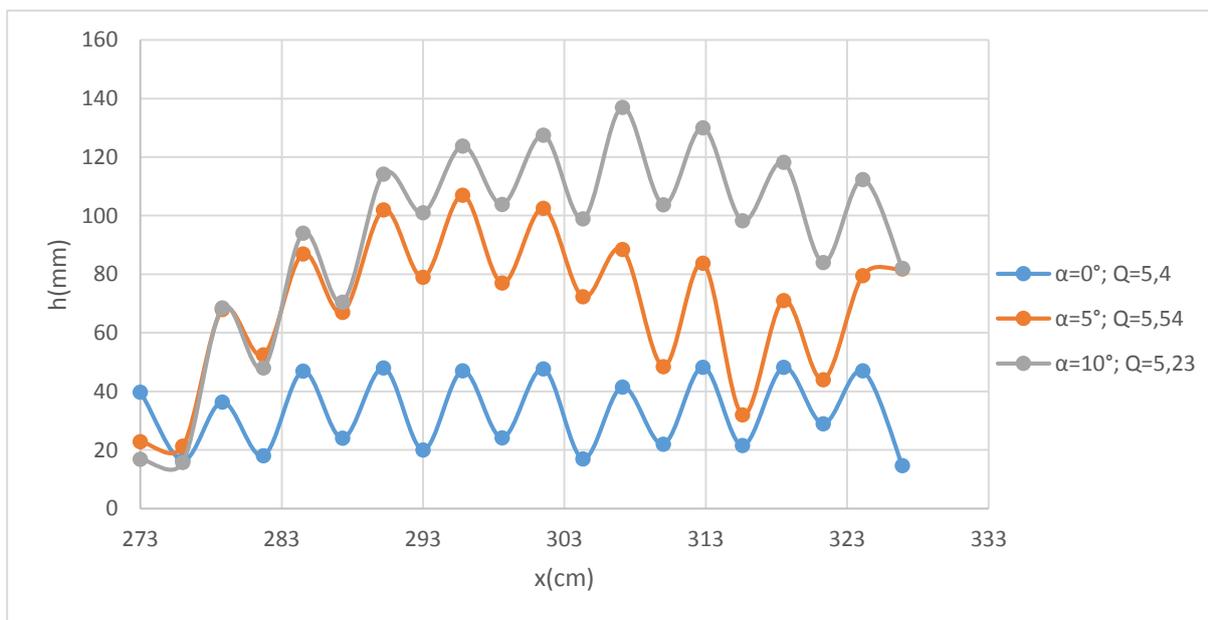


Figure 136. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q_2

Pour les figures ci-dessus, on remarque bien que toutes les courbes ont la même allure et ont pris la forme du fond du canal.

L'allure de la profondeur pour $\alpha = 0^\circ$ est la moins élevée puis celle de $\alpha = 5^\circ$ et tout en haut celle de $\alpha = 10^\circ$, que ce soit le long de l'axe central ou le long des parois latérales.

Les profondeurs pour $\alpha = 0^\circ$ sont toujours presque constantes pour le centre et les parois du canal, pour $\alpha = 5^\circ$, la profondeur au niveau de l'axe central augmente avec le jet jusqu'à la neuvième marche, où elle diminue car le jet tombe. Au niveau de la paroi, on observe le même phénomène. Pour $\alpha = 10^\circ$, les profondeurs au niveau de l'axe central et des parois, augmentent toujours, car le jet créé ne tombe pas sur les marches, il tombe à l'aval des marches.

3.2.3. Pour Q_3

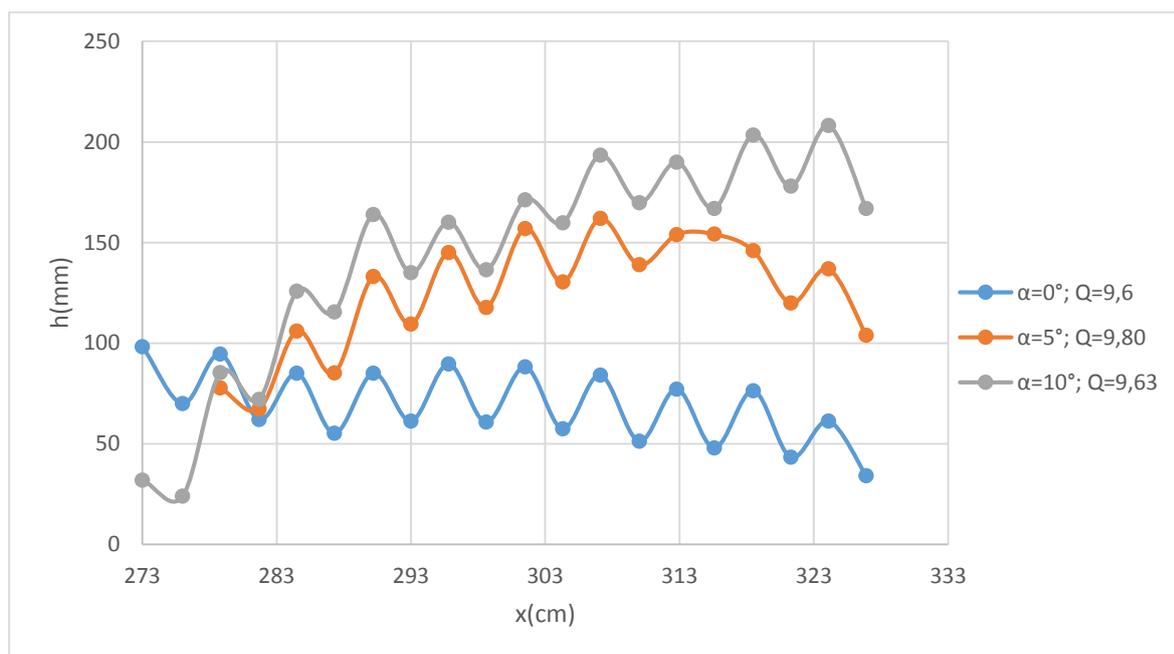


Figure 137. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_3

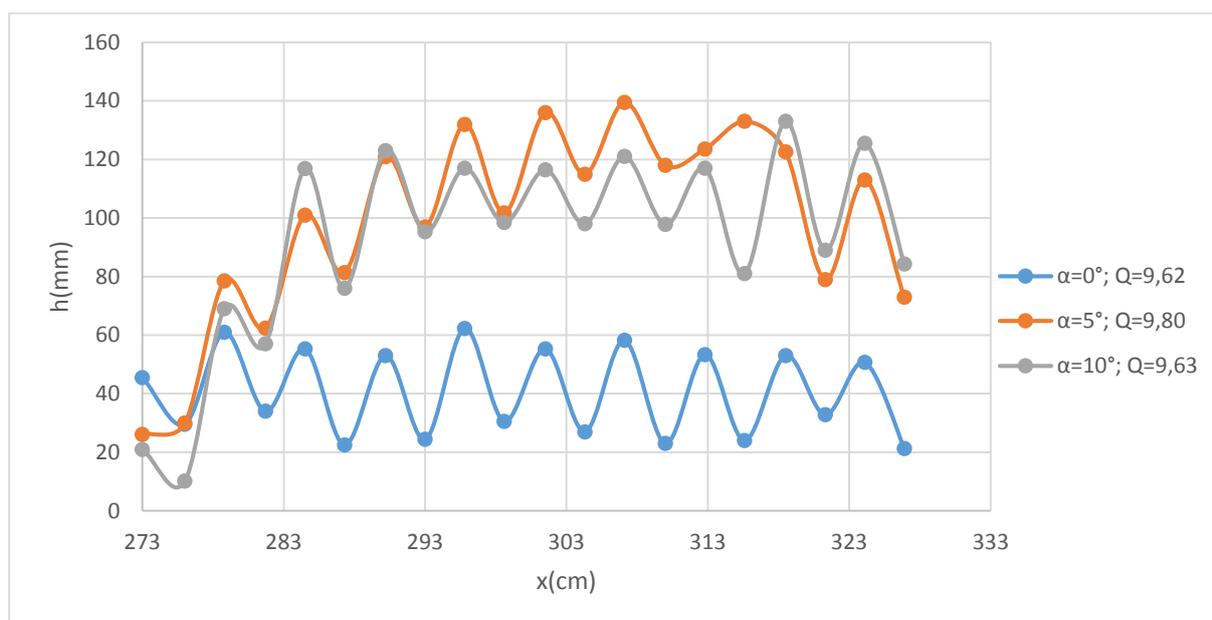


Figure 138. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q_3

La profondeur, le long de l'axe central, pour $\alpha = 0^\circ$ est la moins élevée puis celle de $\alpha = 5^\circ$ et tout en haut celle de $\alpha = 10^\circ$.

Le long des parois latérales, l'allure de la profondeur pour $\alpha = 0^\circ$ est la moins élevée, mais pour $\alpha = 5^\circ$ et $\alpha = 10^\circ$, on remarque une alternance entre les deux allures, parfois $\alpha = 10^\circ$ est la plus élevée, et parfois $\alpha = 5^\circ$ est la plus élevée.

3.2.4. Pour Q₄

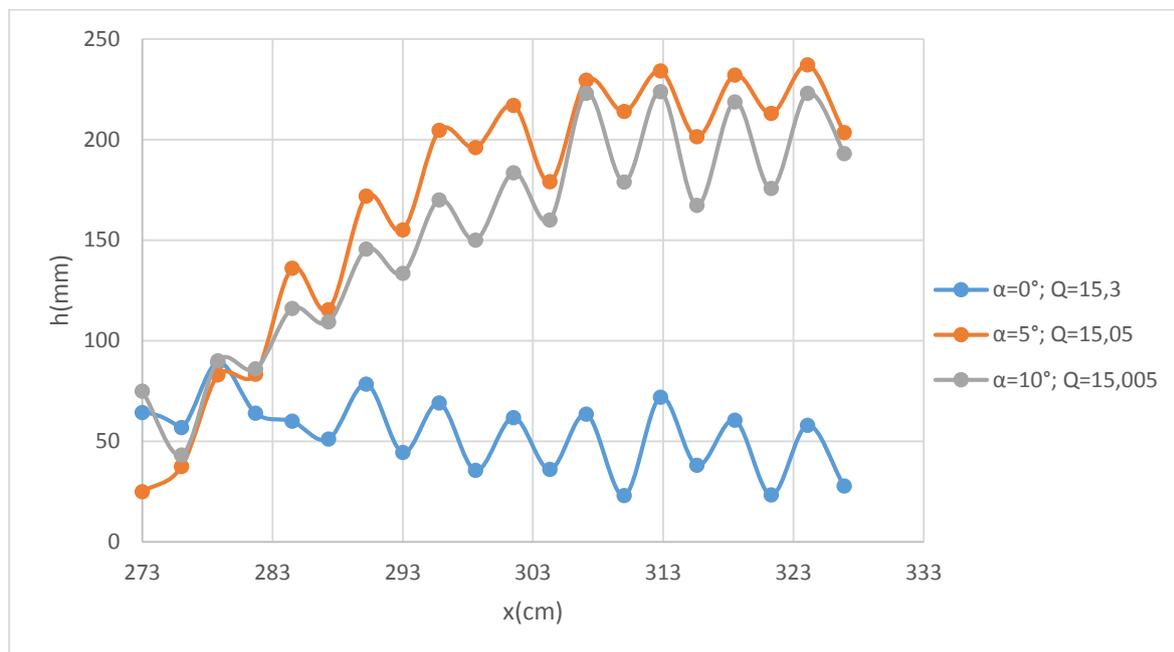


Figure 139. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q₄

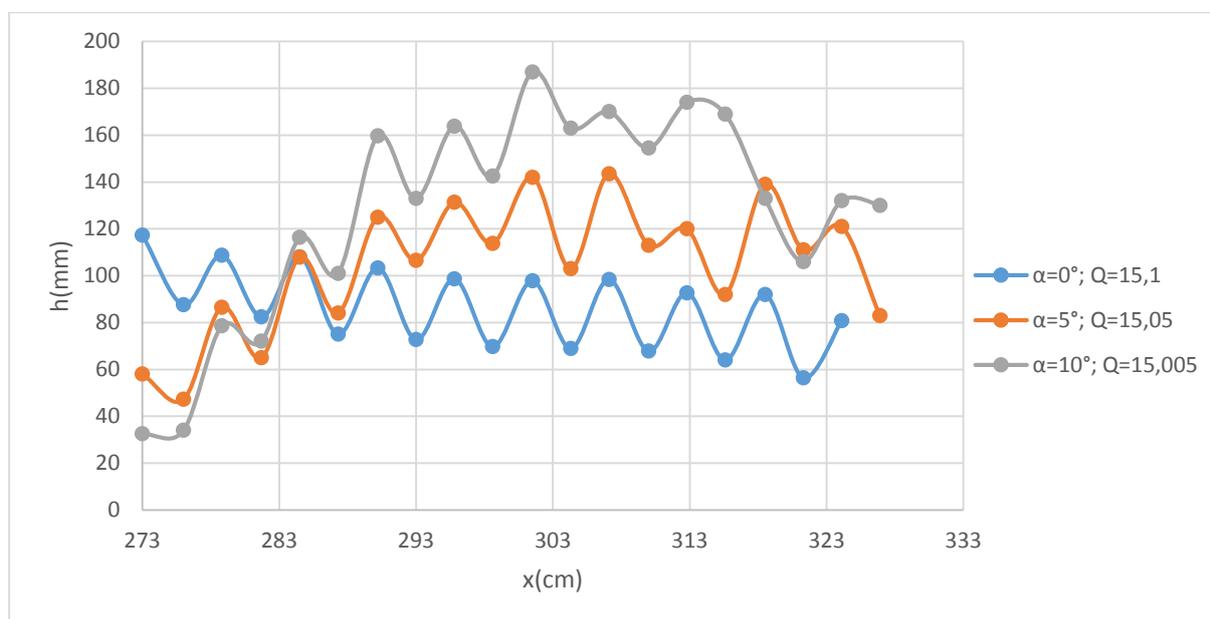


Figure 140. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q₄

A l'entrée du canal au niveau du centre, l'allure de la profondeur pour $\alpha = 0^\circ$ est la moins élevée puis celle de $\alpha = 5^\circ$ et tout en haut celle de $\alpha = 10^\circ$. Dès la deuxième marche, la profondeur de $\alpha = 5^\circ$ dépasse celle de $\alpha = 10^\circ$ car le jet créé pour $\alpha = 5^\circ$ est plus grand mais plus court, pour $\alpha = 10^\circ$, le jet s'est allongé, donc sa valeur maximale devient inférieure à celle

de $\alpha = 5^\circ$. Le long des parois latérales, on observe le contraire, les profondeurs pour $\alpha = 10^\circ$ sont les plus grandes, car le jet pour cet angle est divergent, il touche les parois dès la troisième marche, par contre pour $\alpha = 5^\circ$, le jet est convergent.

4. Pente des marches d'escalier $\beta = 45^\circ$

4.1. Phénomène observés sur les marches d'escaliers

4.1.1. Pour Q_1

A $\alpha = 0^\circ$; l'écoulement au-dessous des marches d'escalier s'approche à celui en nappe, on observe dès la première marche une chute d'eau stable qui tombe sur la troisième marche, ce qui va produire une autre chute similaire à la première qui tombe sur la cinquième marche, on remarque aussi la stagnation des eaux dans les creux. A partir de la cinquième marche on voit une succession de petites chutes d'eau perturbées de couleur blanche qui tombent sur la marche suivante en créant des rouleaux de recirculations dans les creux.



Figure 141. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_1 à $\alpha = 0^\circ$

A $\alpha = 5^\circ$. Dès la première marche, on observe un grand jet convergent de forme parabolique latéralement, la forme parabolique du jet fait que celui-ci tombe en deux positions (la dernière marche au centre et la septième marche en proche de la paroi). On remarque aussi juste au-dessus des marches un très faible écoulement.



Figure 142. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_1 à $\alpha = 5^\circ$

A $\alpha = 10^\circ$, dès la première marche on voit un grand convergent jet qui tombe en dehors du canal.



Figure 143. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_1 à $\alpha = 10^\circ$

4.1.2. Pour Q_2

A $\alpha = 0^\circ$, on observe un jet stable qui tombe sur la troisième marche, dès que l'eau touche la troisième marche l'écoulement n'est plus stable et on remarque un autre jet perturbé de couleur blanche qui saute jusqu'à la septième marche, tout en créant des rouleaux de recirculation jusqu'à la fin du canal



Figure 144 . L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_2 à $\alpha = 0^\circ$

A $\alpha = 5^\circ$, on voit un grand jet qui tombe en dehors du canal, il y aussi un faible écoulement tout en bas du jet sur les marches d'escalier, cet écoulement est provoqué par les frottements entre le jet et la paroi latérale,



Figure 145 .L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_2 à $\alpha = 5^\circ$

A $\alpha = 10^\circ$, on remarque un grand jet convergent formé de trois élévations d'eau d'où celle au centre est la plus élevée, le jet tombe en dehors du canal



Figure 146.L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_2 à $\alpha = 10^\circ$

4.1.3. Pour Q_3

A $\alpha = 0^\circ$, on observe une chute d'eau lisse qui se tombe sur la quatrième marche, dès la quatrième marche on remarque des rouleaux de recirculation dans tous les creux jusqu'à la fin du canal, et au niveau de la paroi on remarque la formation d'un jet qui tombe sur la dernière marche



Figure 147.L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_3 à $\alpha = 0^\circ$

Pour $\alpha = 5^\circ$, on observe un jet turbulent qui tombe en dehors du canal, et au-dessous du jet on voit une zone vide sans écoulement ni rouleaux de recirculation.



Figure 148. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_3 à $\alpha = 5^\circ$

Pour $\alpha = 10^\circ$, on observe un grand jet qui tombe en dehors des marches avec une zone vide au-dessous.



Figure 149. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_3 à $\alpha = 10^\circ$

4.1.4. Pour Q_4

Pour $\alpha = 0^\circ$, on observe un jet lisse qui tombe sur la cinquième marche, avec une zone vide au-dessous. Dès la cinquième marche, on remarque la présence des rouleaux de recirculation dans tous les creux jusqu'à la fin du canal avec la formation d'un petit jet au niveau de la paroi latérale



Figure 150. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_4 à $\alpha = 0^\circ$

Pour $\alpha = 5^\circ$ et $\alpha = 10^\circ$, on observe un grand jet qui tombe en dehors du canal avec une zone vide en dessous. Le jet de $\alpha = 10^\circ$ est plus perturbé par rapport à celui de $\alpha = 5^\circ$



Figure 151. L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_4 à $\alpha = 5^\circ$



Figure 152. . L'écoulement sur les marches d'escaliers pour Q_4 à $\alpha = 10^\circ$

4.2. Les profondeurs d'eau dans les marches d'escalier

4.2.1. Pour Q_1

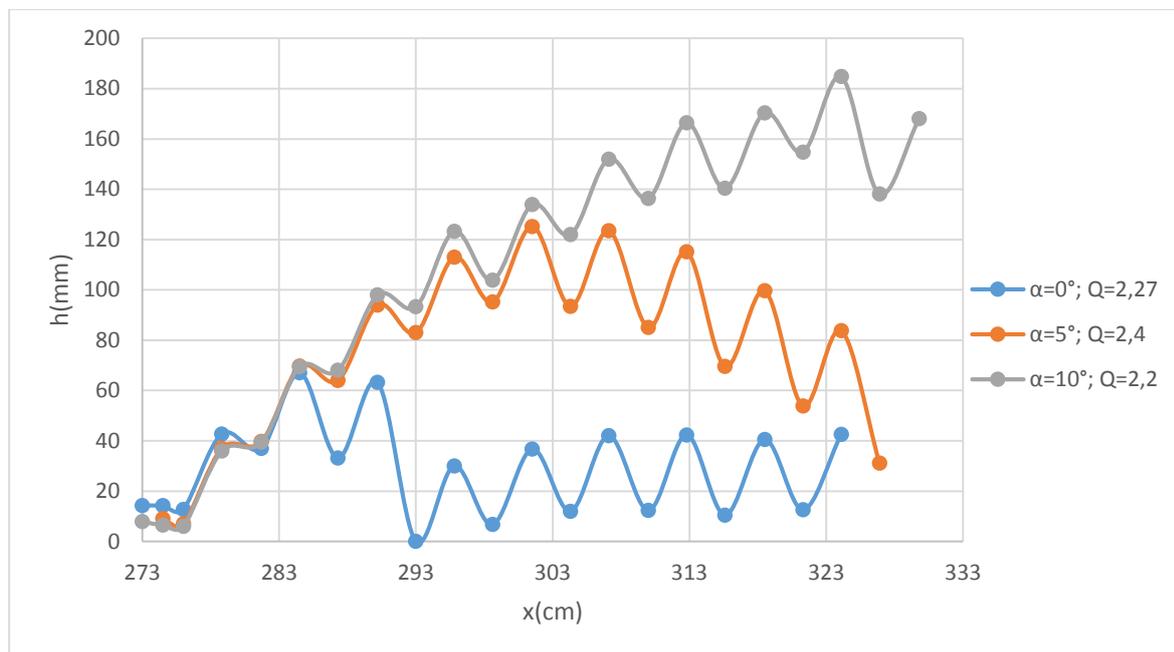


Figure 153. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_1

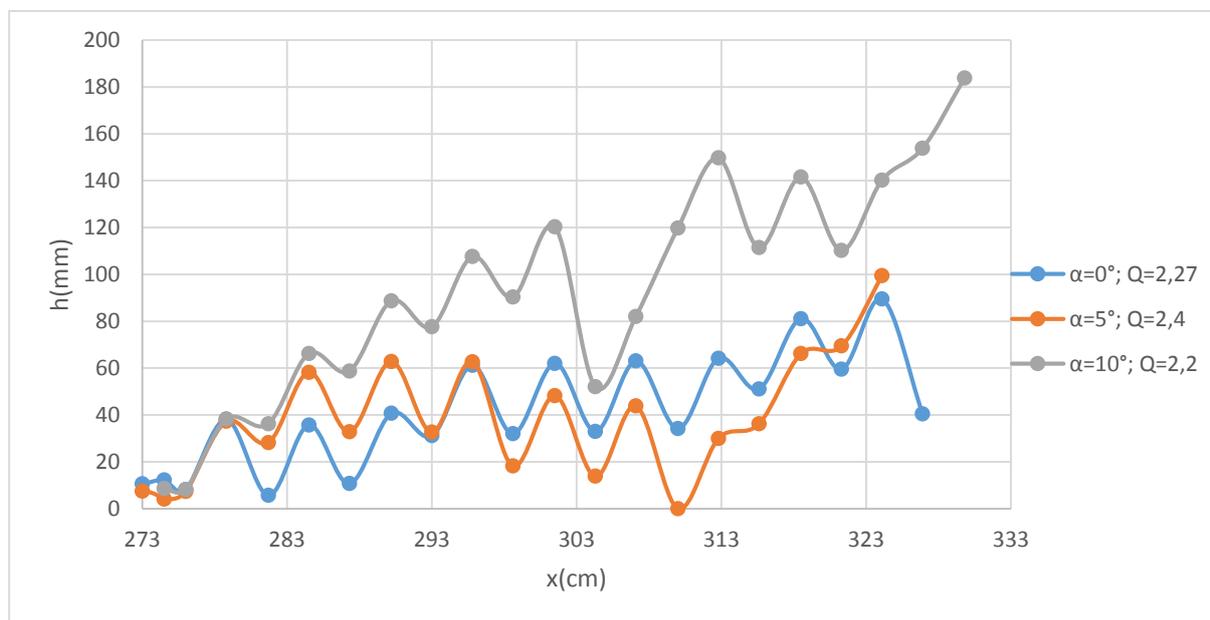


Figure 154. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q_1

Pour $\alpha = 0^\circ$, à l'entrée, au centre du canal, on voit une surélévation de l'allure de la profondeur qui est dû à la formation d'un jet dans cette zone-là, puis l'allure descend jusqu'au fond, c'est le point de chute du jet. Après l'allure tend à se croître légèrement en prenant la forme du fond. Au niveau de la paroi on ne voit pas l'effet du jet car il s'agit d'un jet convergent, et l'allure garde la forme du fond avec une légère croissance jusqu'au bout.

Pour $\alpha = 5^\circ$, la chute du jet sur la dernière marche du canal fait que l'allure prend le chemin d'un projectile tout en suivant la forme du canal. Au niveau de la paroi, la profondeur diminue car le jet est convergent, à partir de la septième marche, la profondeur d'eau augmente car il se crée un jet de paroi

Pour $\alpha = 10^\circ$, l'allure de la profondeur croît rapidement au niveau de l'axe central et même au niveau des parois ce qui dû à la formation d'un grand jet qui tombe en dehors du canal. Donc le jet n'est pas convergent.

4.2.2. Pour Q₂

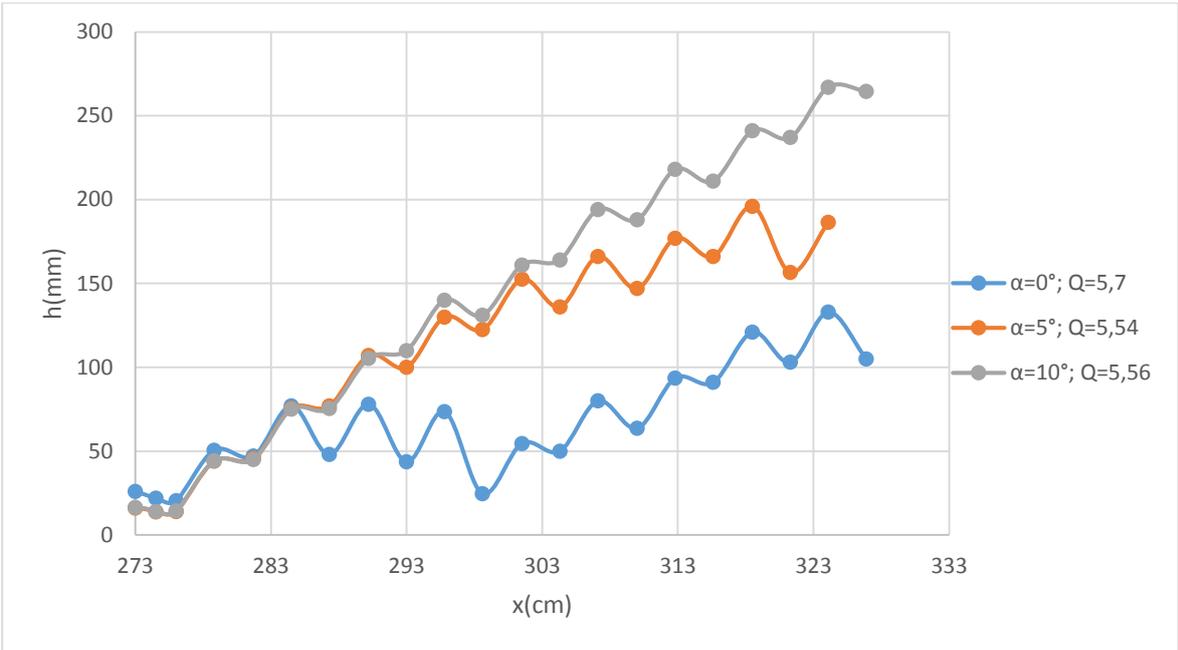


Figure 155. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q₂

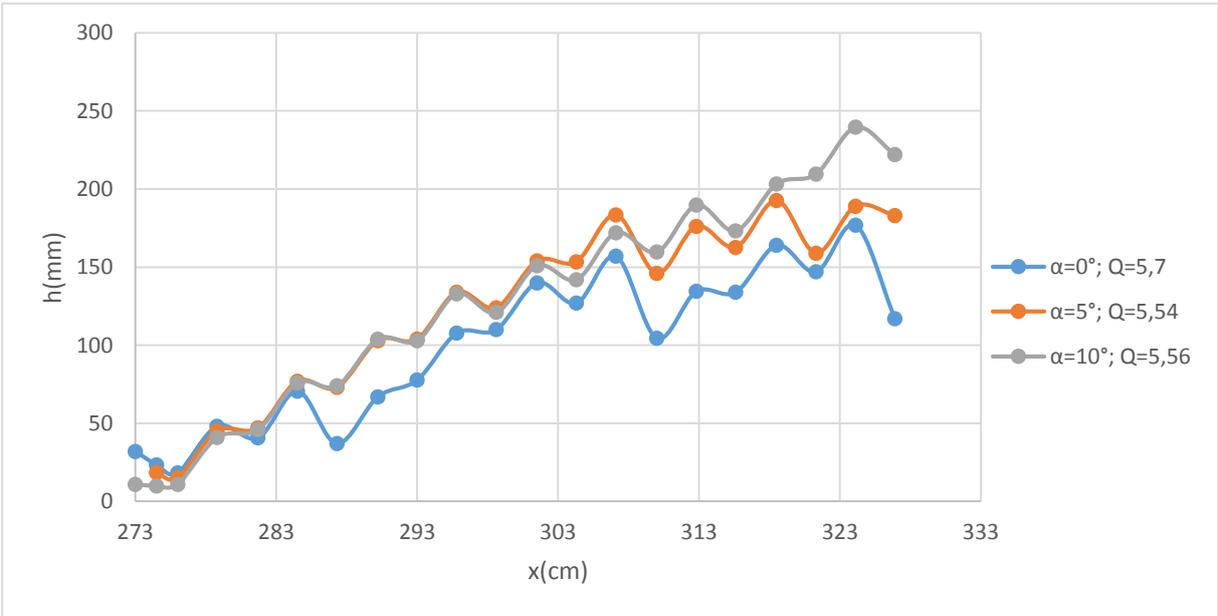


Figure 156. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q₂

A $\alpha = 0^\circ$. à l'entrée du canal, L'allure de la profondeur d'eau prend le chemin d'un projectile qui tombe à $x = 293$ cm au niveau du centre, et à $x = 287.3$ cm au niveau de la paroi. Ce qui est expliqué par la formation d'un jet convergent. Puis l'allure ne cesse d'accroître jusqu'à la fin du canal ce qui dû à la formation d'un autre jet perturbé.

A $\alpha = 5^\circ$ et $\alpha = 10^\circ$, les allures de la profondeur au niveau de l'axe central et au niveau de la paroi latérale croient rapidement ce qui est dû aux jets d'eau qui tombent en dehors du canal

4.2.3. Pour Q_3

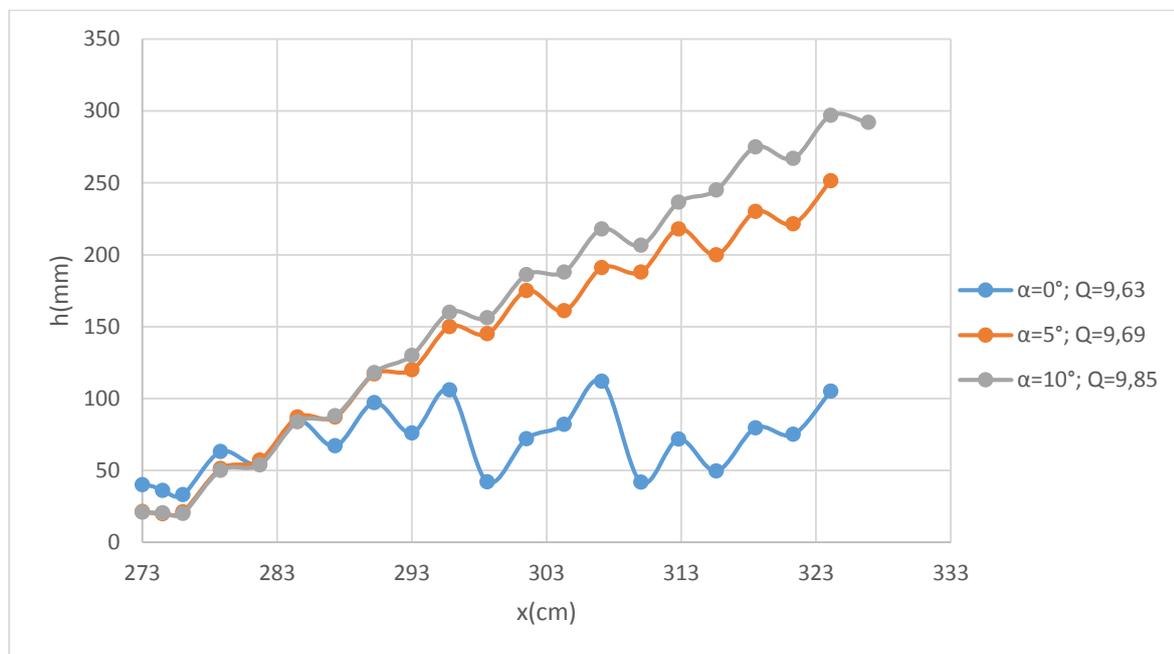


Figure 157. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_3

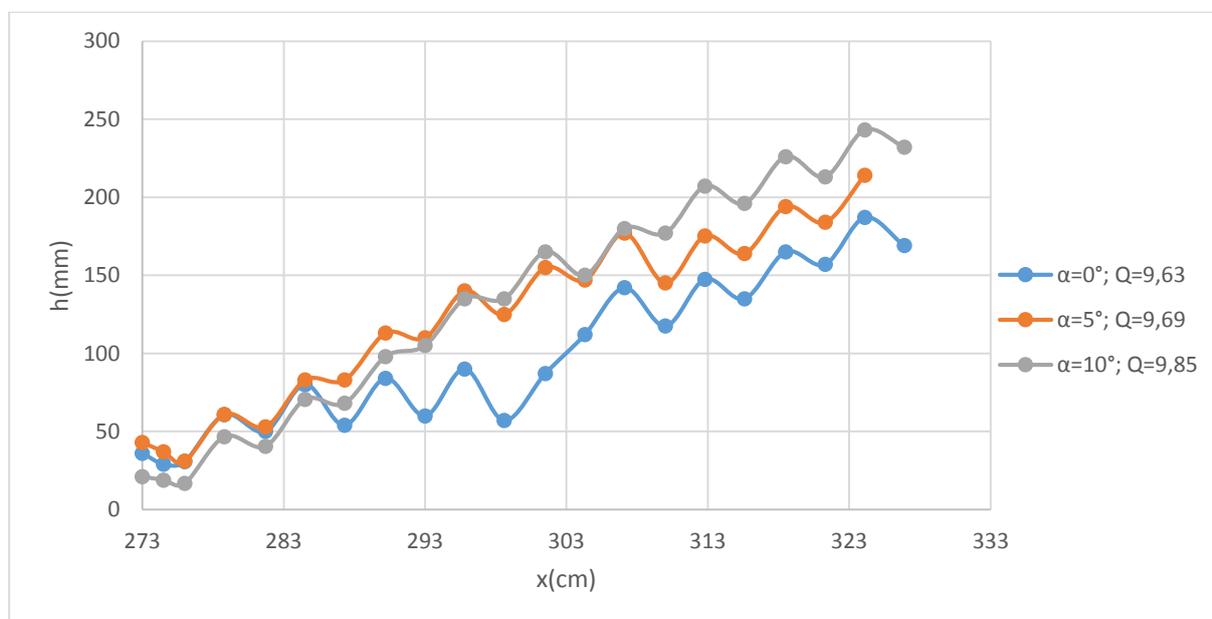


Figure 158. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q_3

Pour $\alpha = 0^\circ$, à l'entrée du canal, L'allure de la profondeur d'eau prend le chemin d'un projectile qui tombe à $x = 298.6$ cm. puis, au niveau de l'axe central, l'allure prend un chemin arbitraire à cause de perturbations observées, mais au niveau de la paroi latérale l'allure de la

profondeur reprend sa croissance grâce à la formation d'un autre jet qui tombe sur la dernière marche

A $\alpha = 5^\circ$ et $\alpha = 10^\circ$, les allures de la profondeur au niveau de l'axe central et même au niveau de la paroi latérale croient rapidement ce qui est dû aux jets d'eau qui tombent en dehors du canal

4.2.4. Pour Q_4

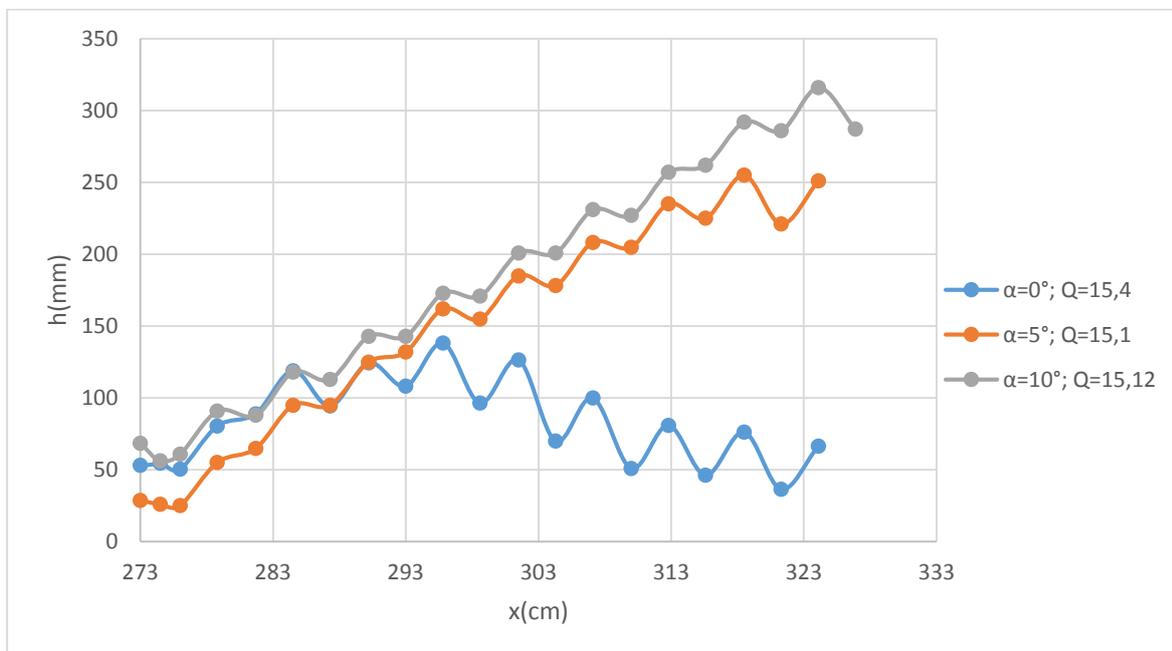


Figure 159. L'allure de la profondeur le long de l'axe central à Q_4

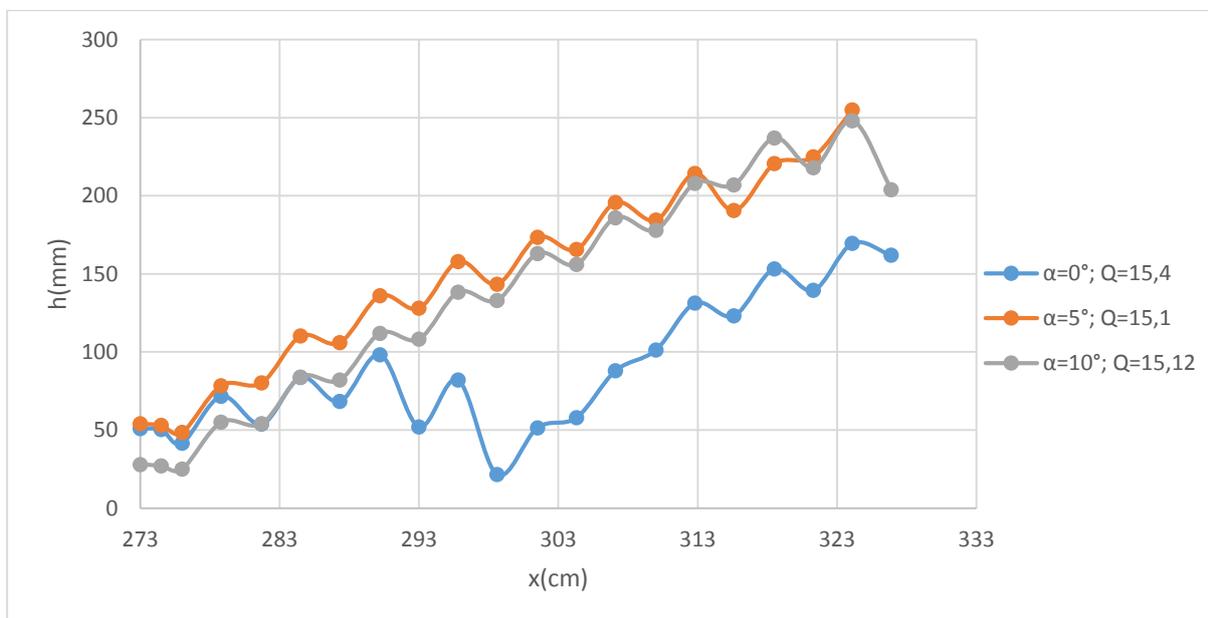


Figure 160. L'allure de la profondeur le long de la paroi latérale à Q_4

Pour $\alpha = 0^\circ$, au niveau de l'axe central, l'allure prend le chemin d'un projectile ce qui est dû au jet. Au niveau de la paroi latérale, on remarque à l'entrée du canal que l'allure prend le chemin

d'un projectile plus court à celui qui apparaît au centre à cause de la forme convergente du jet. Puis l'allure reprend sa croissance grâce à la formation d'un autre jet.

A $\alpha = 5^\circ$ et $\alpha = 10^\circ$, les allures de la profondeur au niveau de l'axe central et même au niveau de la paroi latérale croient rapidement ce qui est dû aux jets d'eau qui tombent en dehors du canal

4.2.5. Conclusion

Sur les marches d'escalier pour une pente $\alpha=0$, le régime d'écoulement est en nappe, il tombe sur la troisième marche puis sur la cinquième pour Q1, il tombe sur la troisième marche puis sur la septième marche pour Q2, il tombe sur la quatrième marche pour Q3 et sur la cinquième marche pour Q4, donc on constate que plus on augmente le débit, plus le jet créé s'allonge.

Pour $\alpha=5$, l'écoulement est sous forme d'un grand jet qui tombe sur la dernière marche pour Q1, après ce débit le jet tombe toujours à l'aval du canal.

Pour $\alpha=10$, l'écoulement tombe toujours en aval du canal avec la formation d'un jet plus grand que celui de $\alpha=5$.

Plus on augmente α , plus la vitesse à l'entrée du canal augmente et le plus la hauteur du jet sera plus élevée et plus la chute sera plus longue.

La forme convergente du jet fait que la profondeur d'eau au niveau de l'axe central soit supérieure à celle de la paroi latérale.

Plus on augmente le débit, plus la hauteur du jet formé sera plus longue et plus la chute sera plus loin.

Chapitre 6 : Vitesses et énergies

1. Introduction

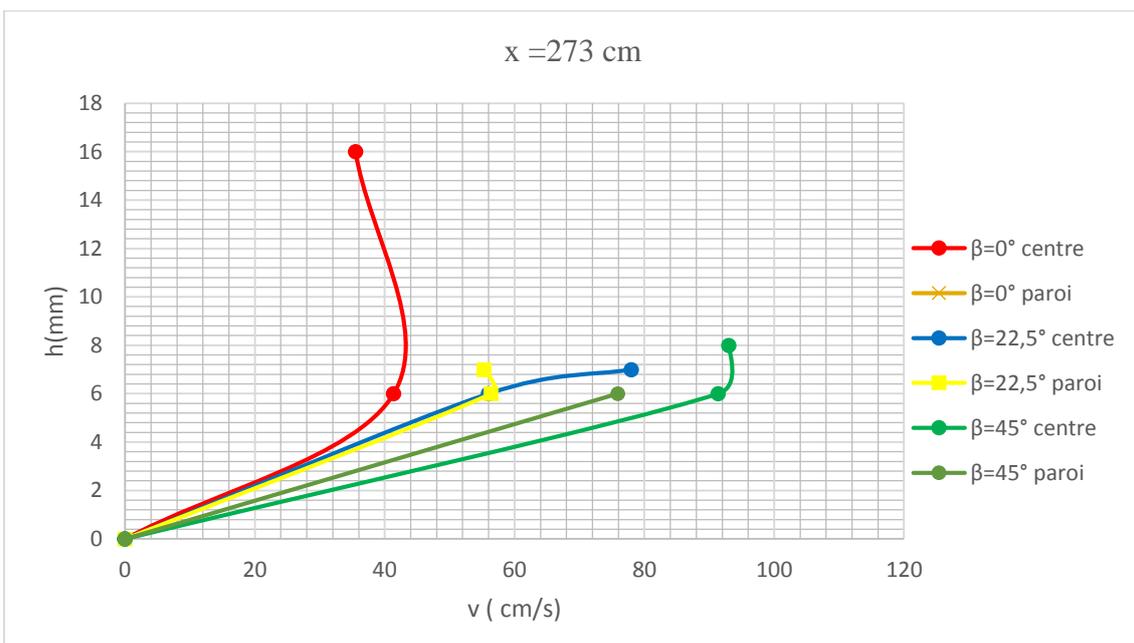
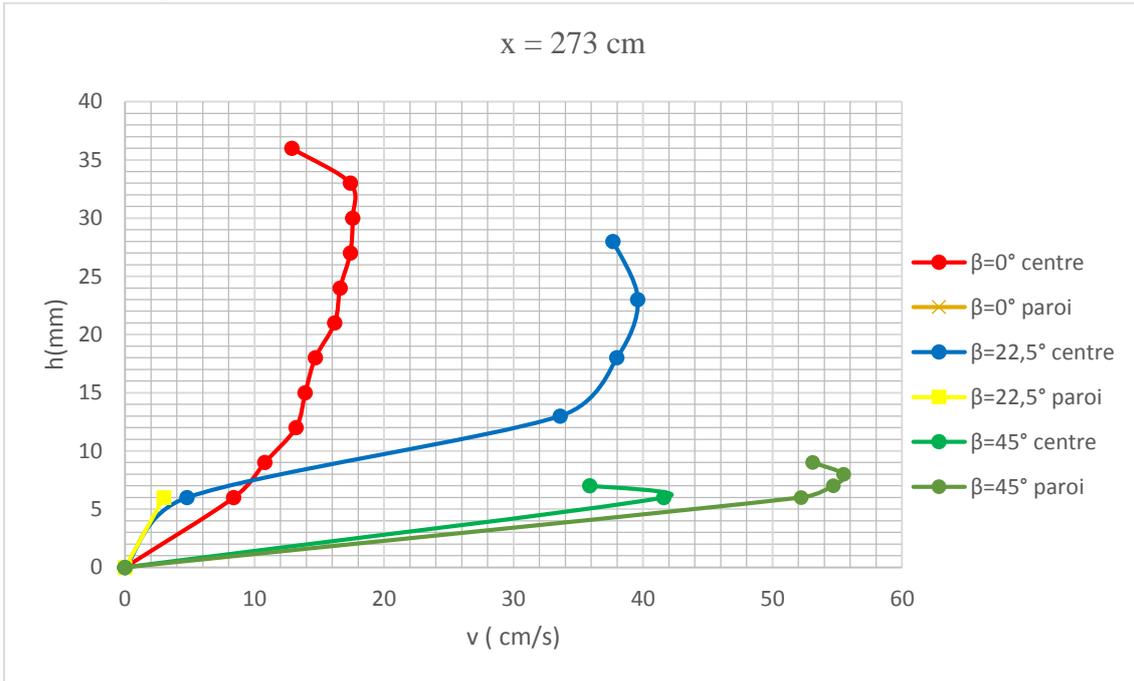
Après le calcul des hauteurs et des vitesses sur les différents points des marches d'escalier, on a calculé le taux de dissipation de ces marches entre deux points :

Le premier est à l'amont des marches et plus exactement a $x = 273$ cm que l'on pose M_1 .

Le deuxième est à l'aval des marches et plus exactement a $x = 321.3$ cm que l'on pose M_2 .

2. Les vitesses dans M_1 et M_2

2.1. Pour Q_1



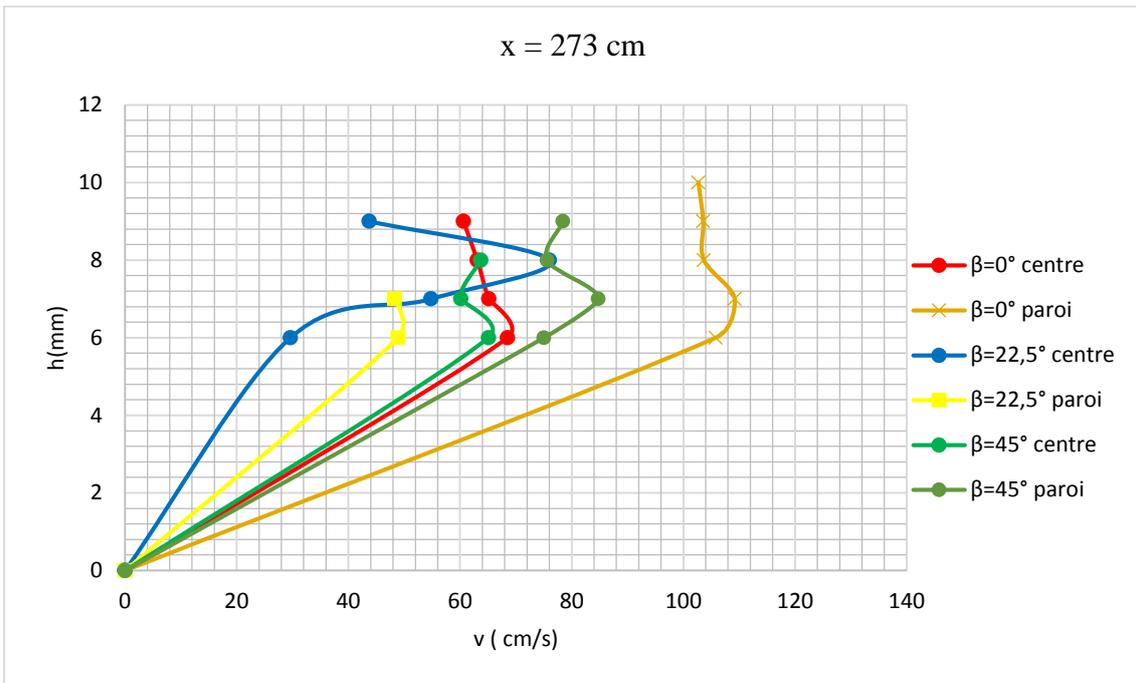


Figure 163. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=10^\circ$

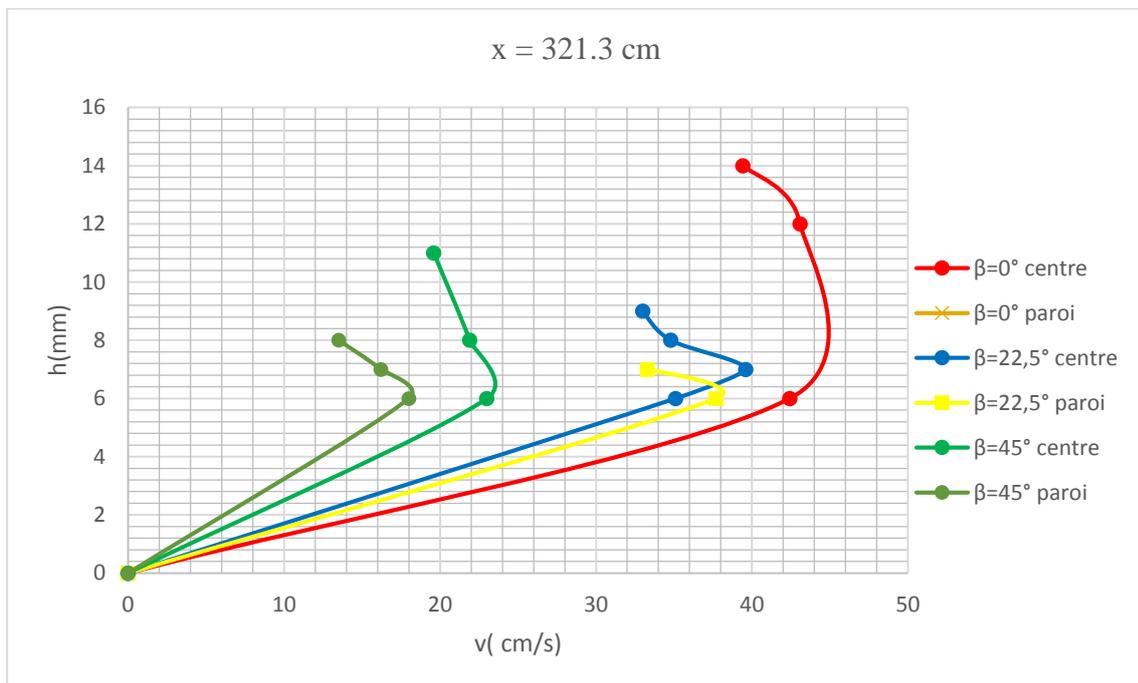


Figure 164. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=0^\circ$

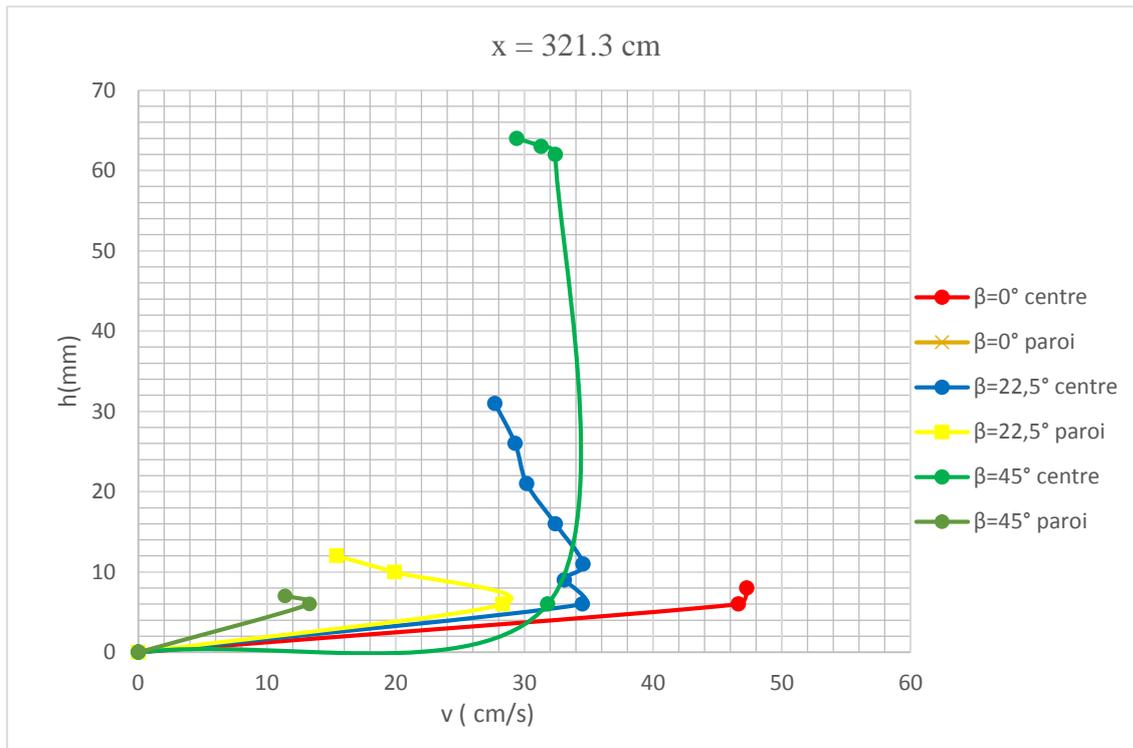


Figure 165. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=5^\circ$

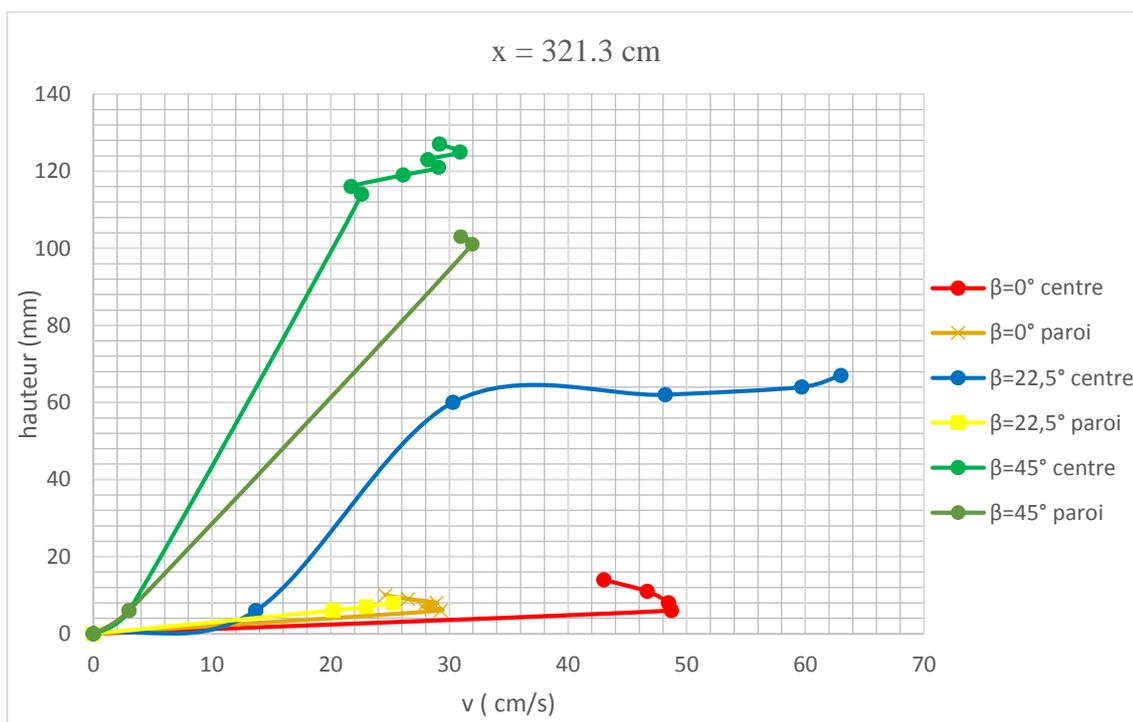


Figure 166. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=10^\circ$

2.2. Pour Q_2

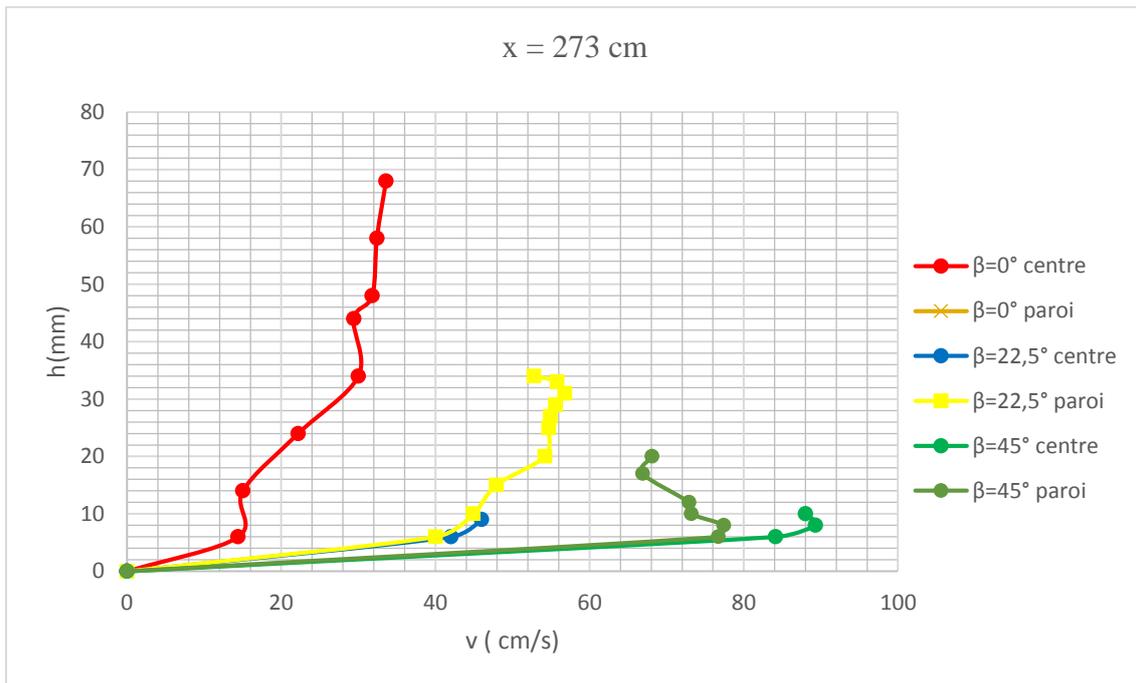


Figure 167. L'allure des vitesses au point1 pour $\alpha=0^\circ$

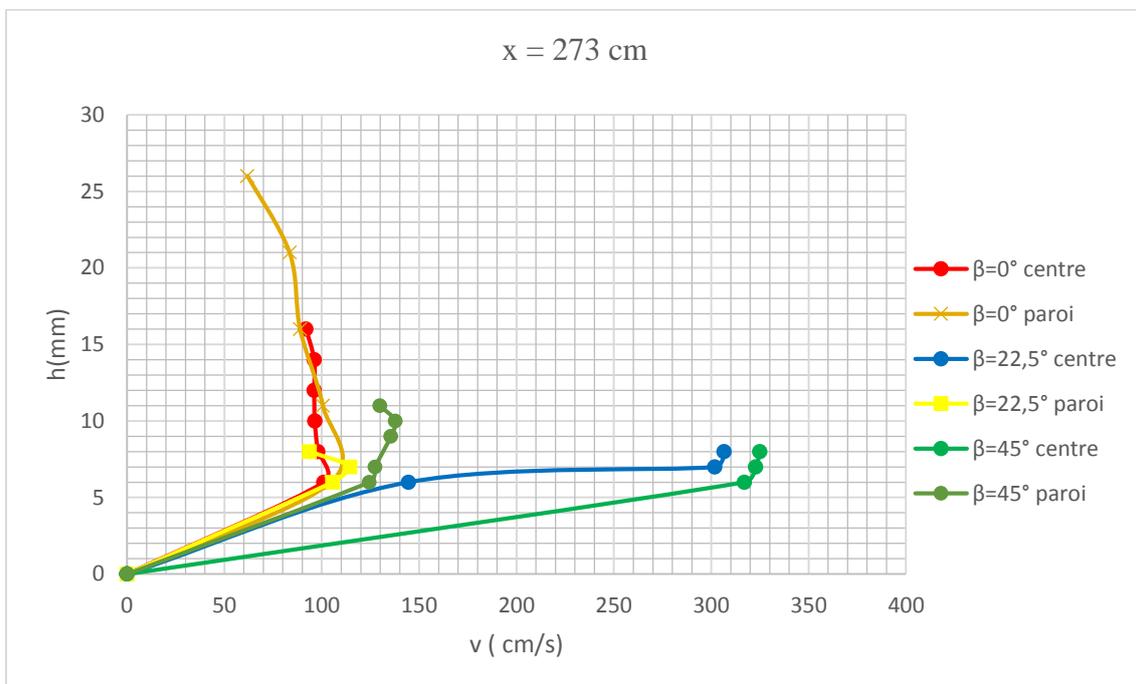


Figure 168. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=5^\circ$

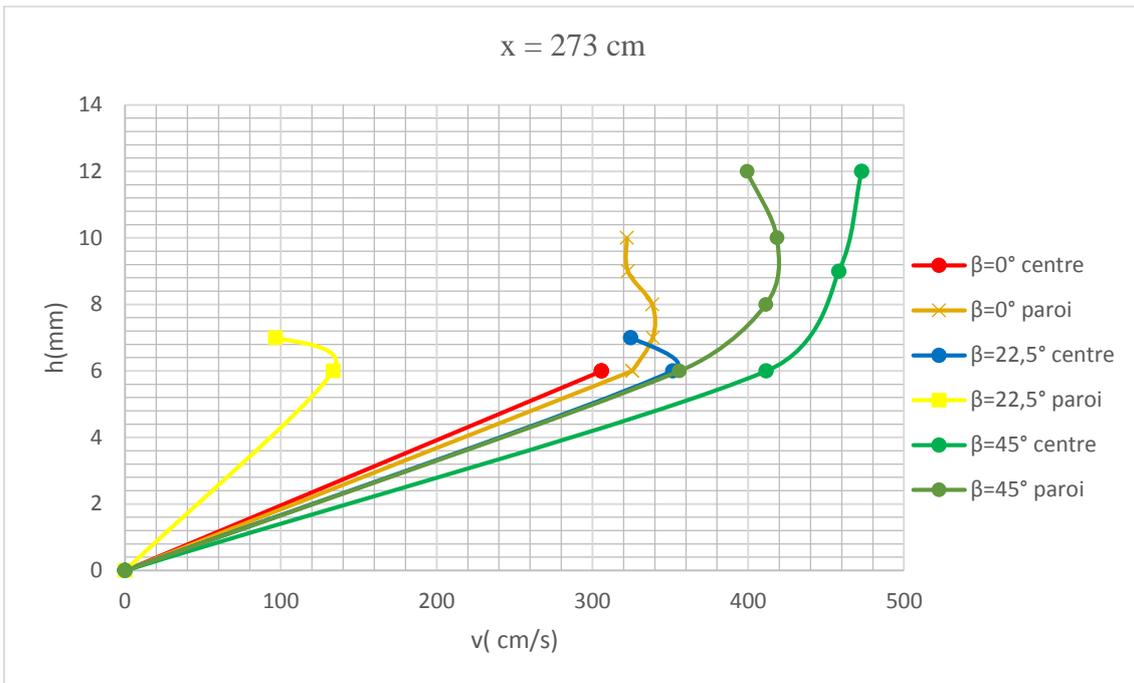


Figure 169. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=10^\circ$

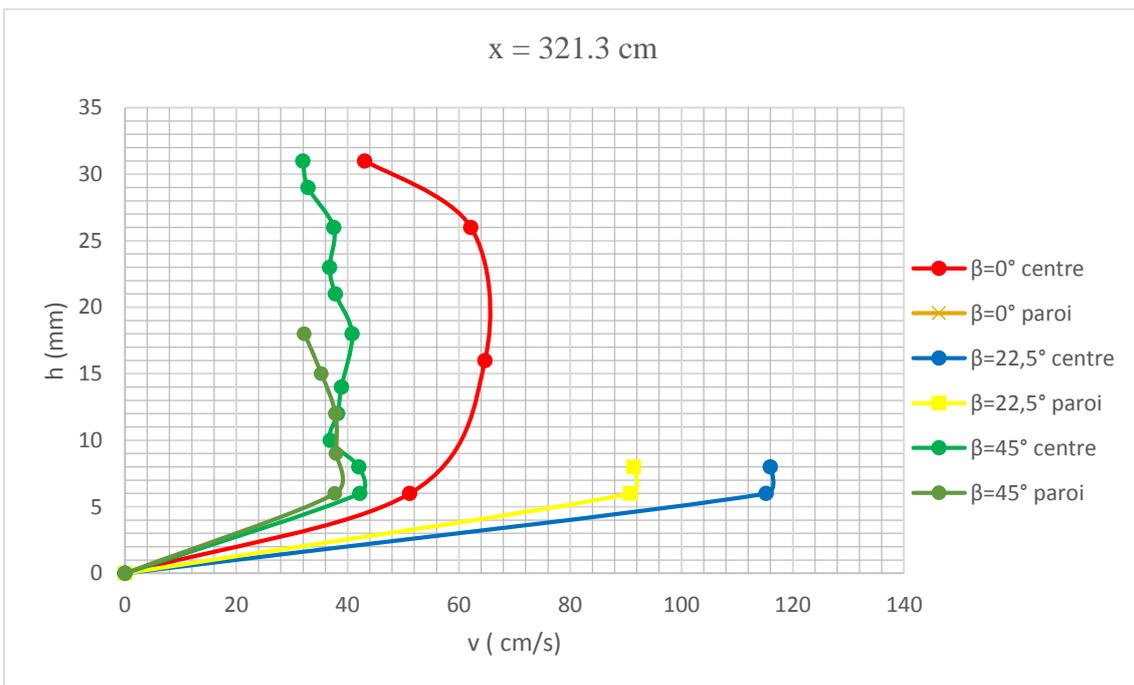


Figure 170. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=0^\circ$

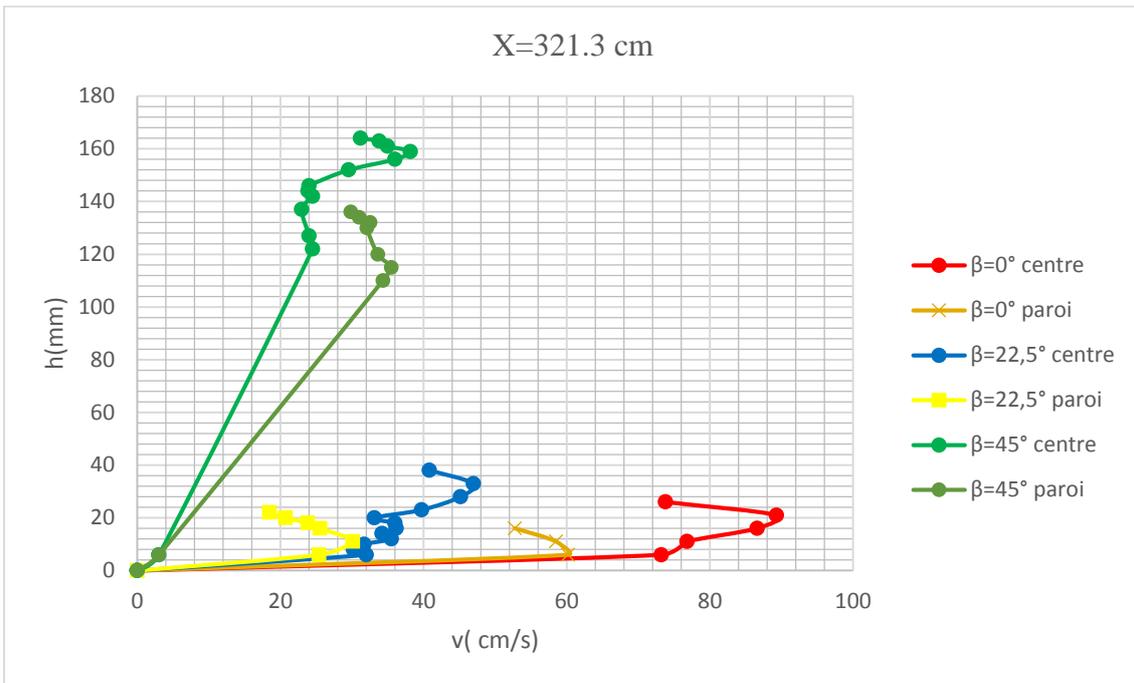


Figure 171. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=5^\circ$

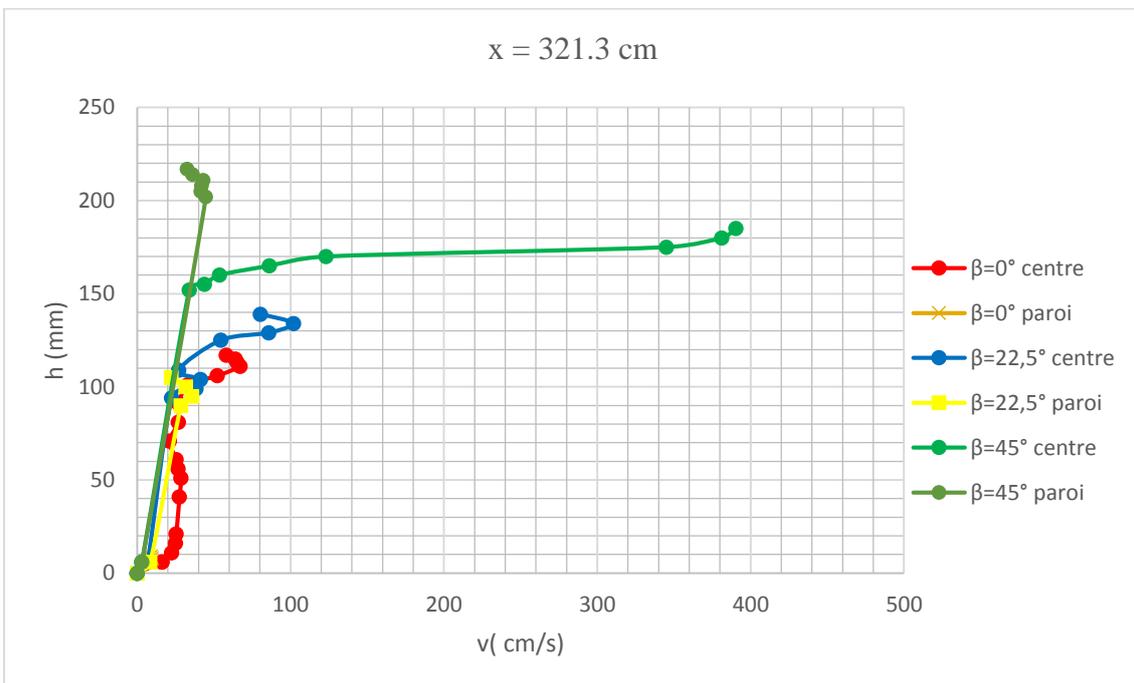


Figure 172. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=10^\circ$

2.3. Pour Q_3

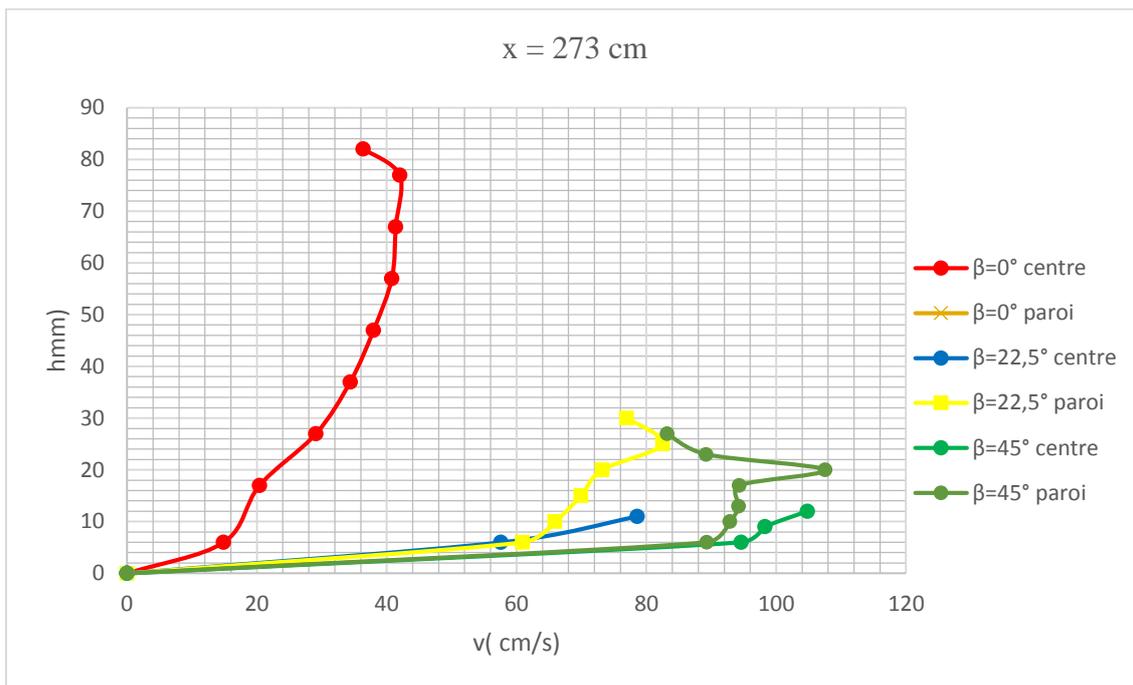


Figure 173. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha = 0^\circ$

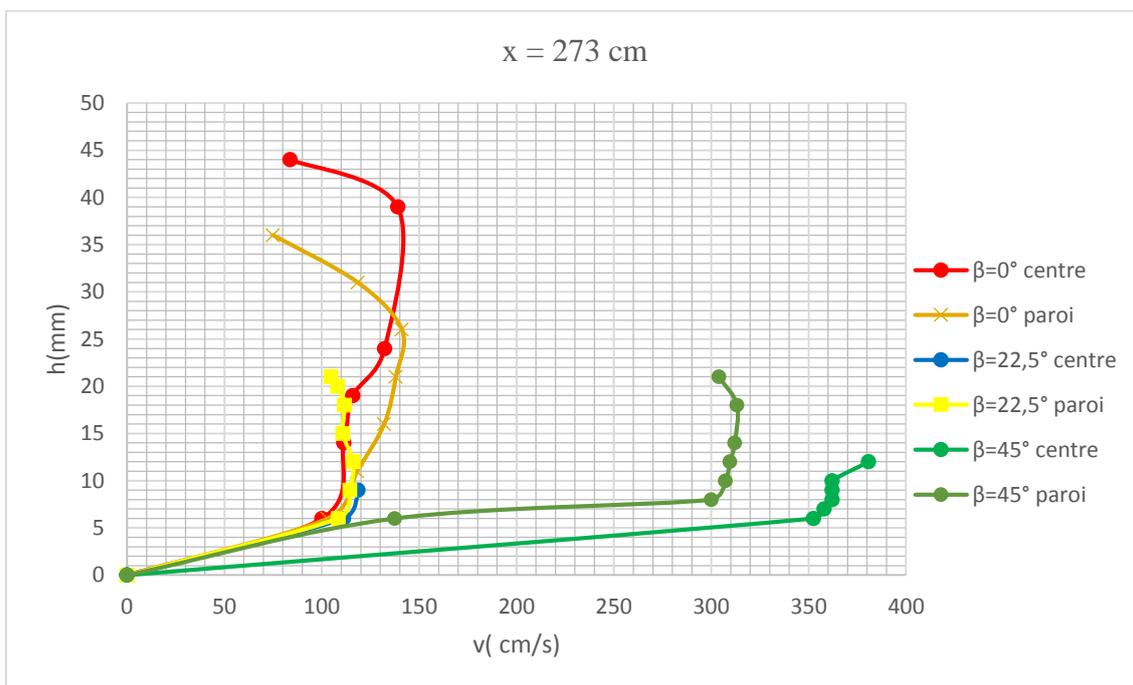


Figure 174. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha = 5^\circ$

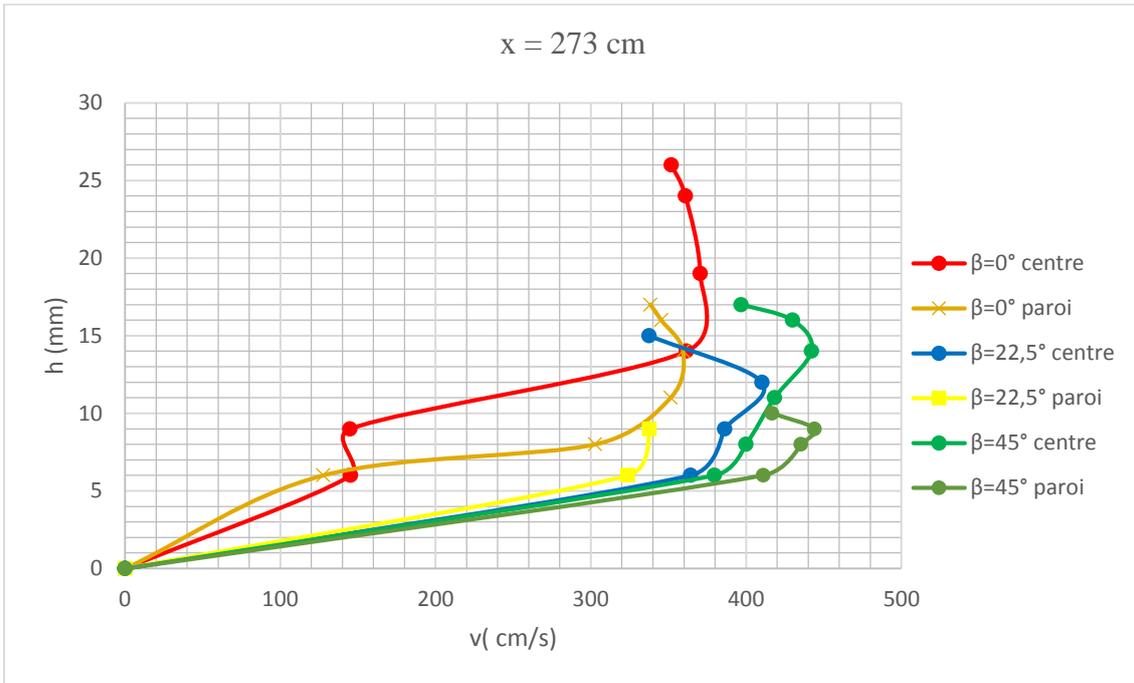


Figure 175. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=10^\circ$

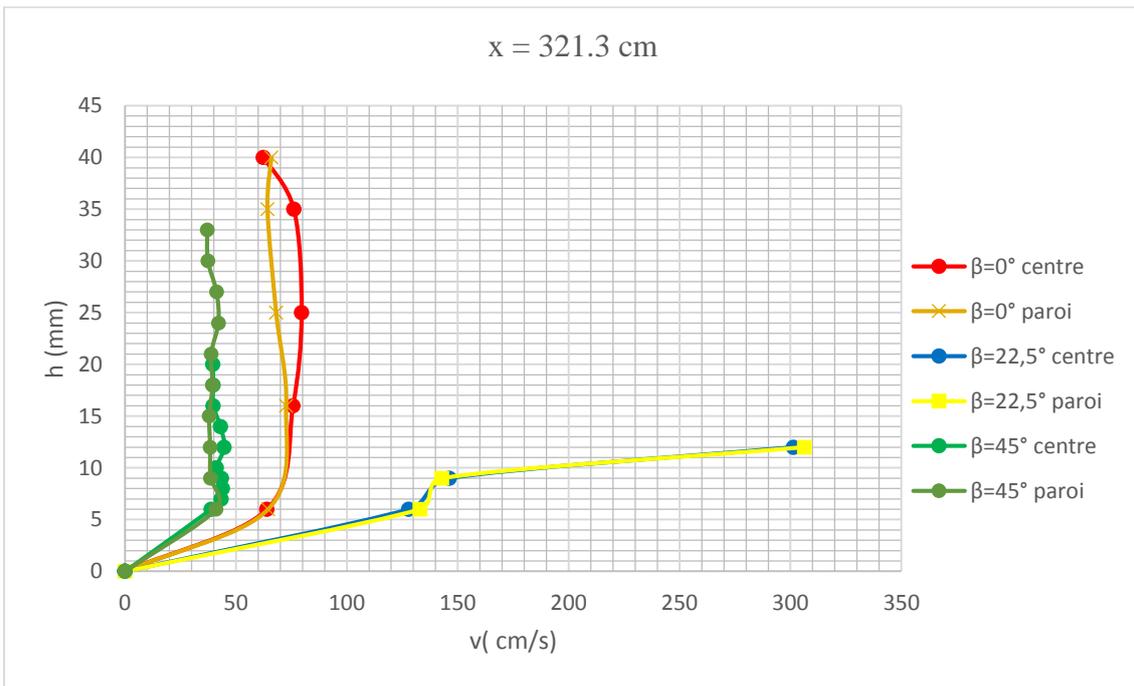


Figure 176. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=0^\circ$

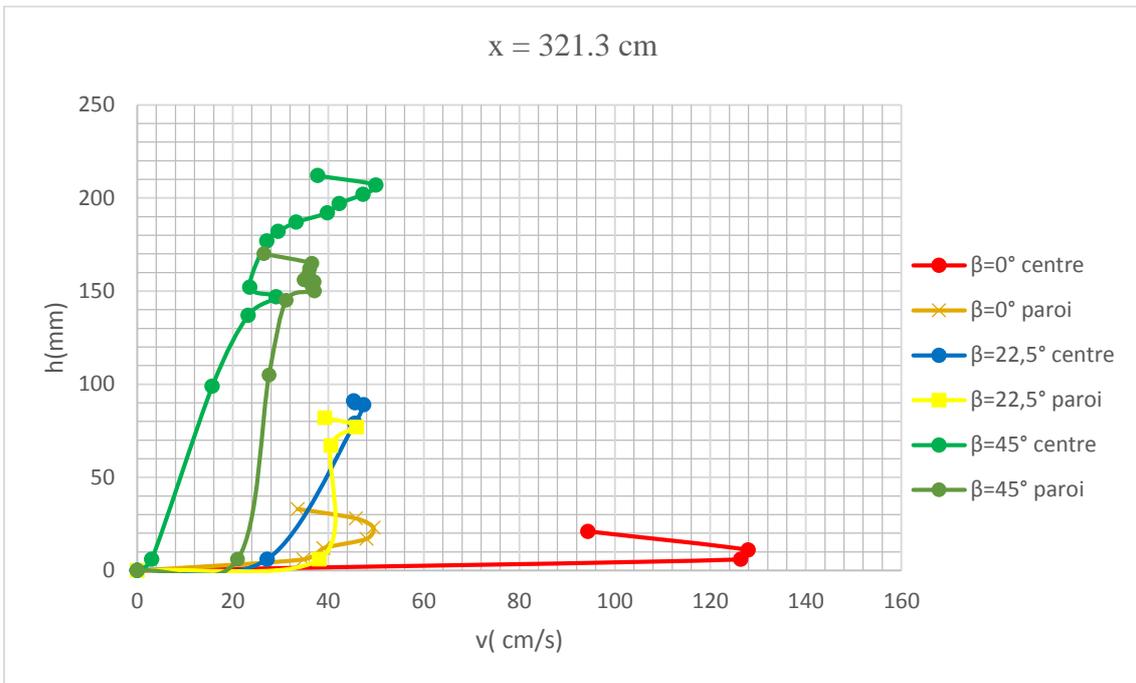


Figure 177. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=5^\circ$

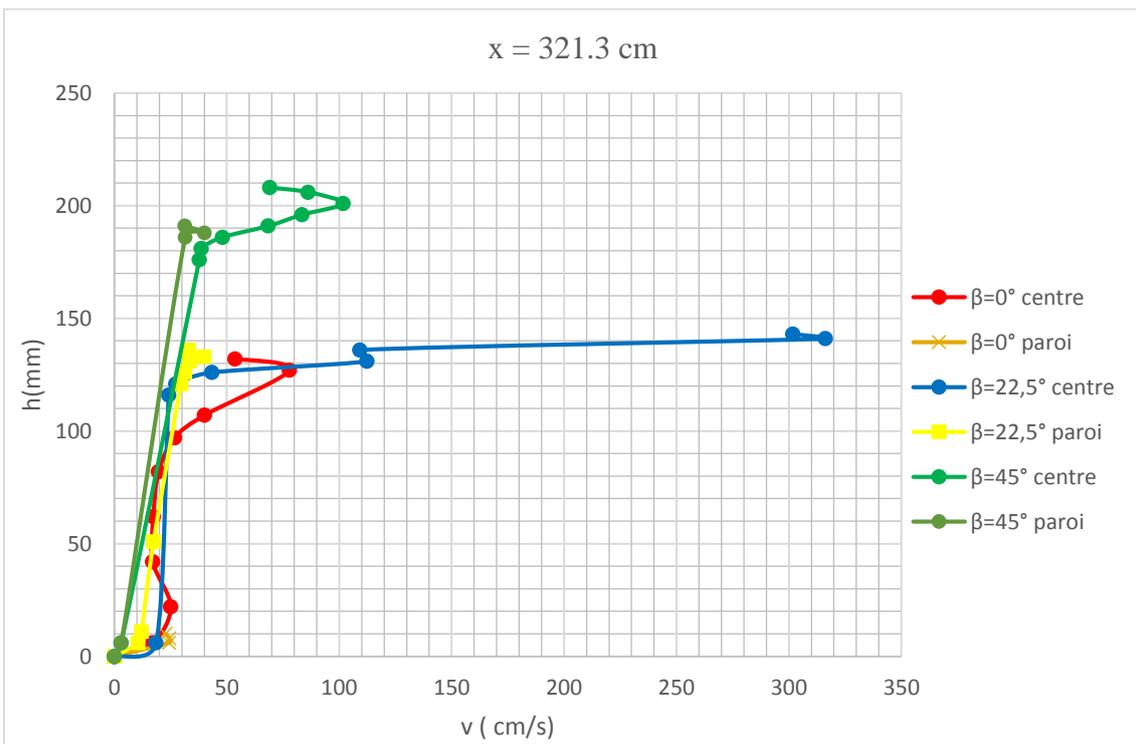


Figure 178. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=10^\circ$

2.4. Pour Q4

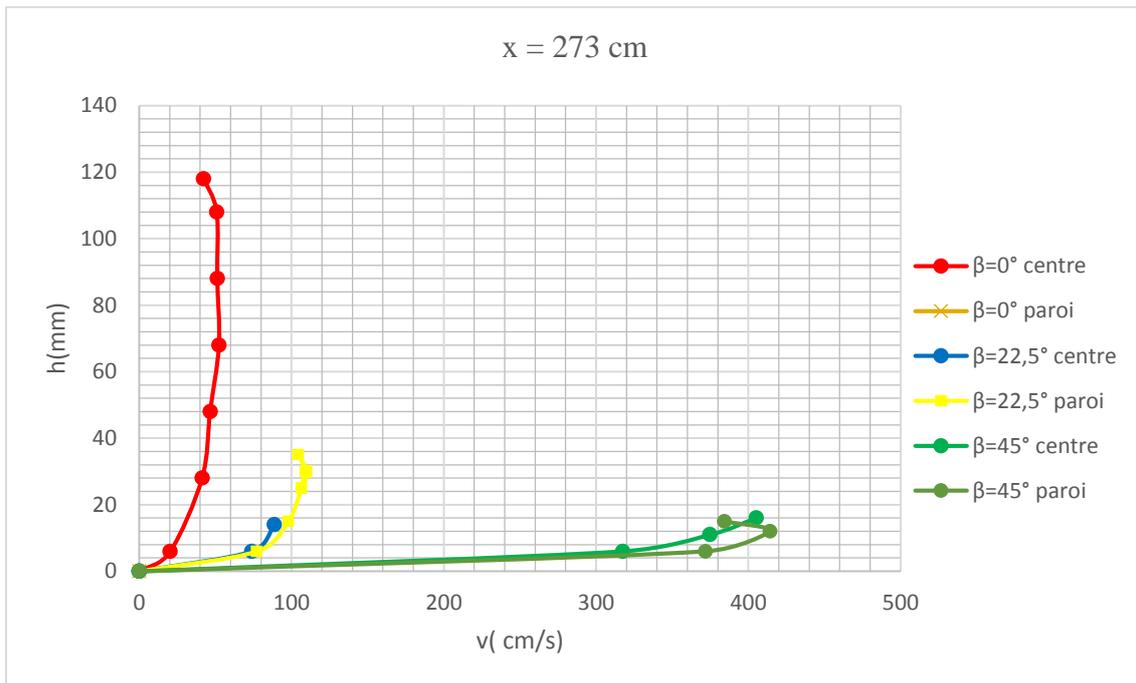


Figure 179. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=0^\circ$

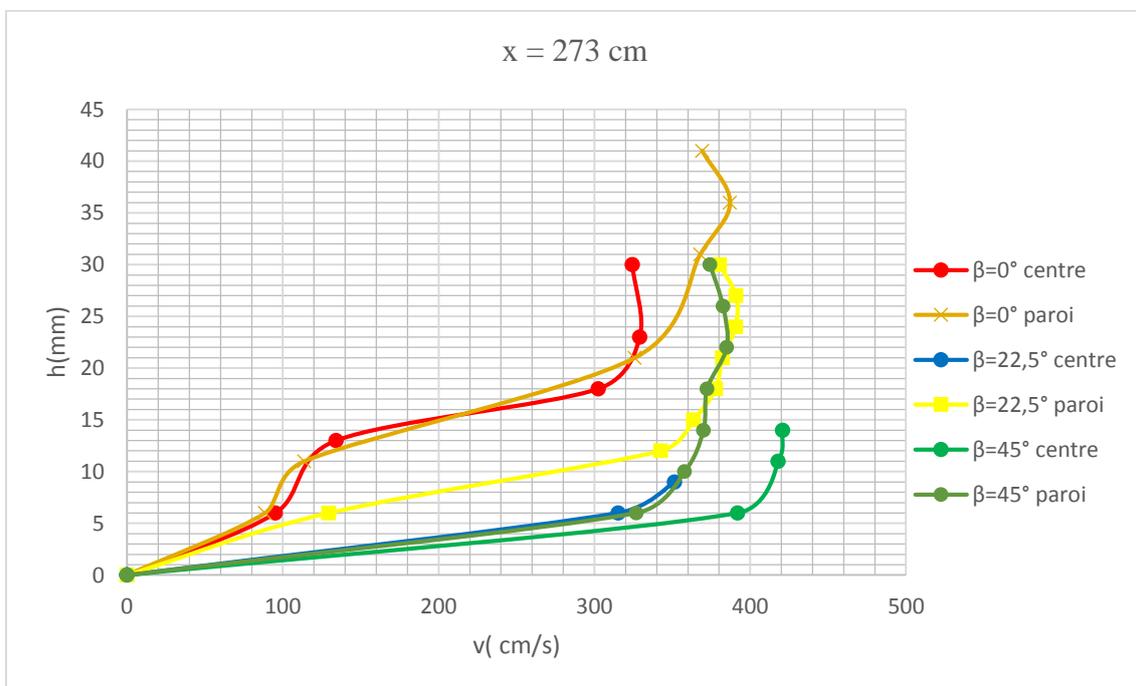


Figure 180. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=5^\circ$

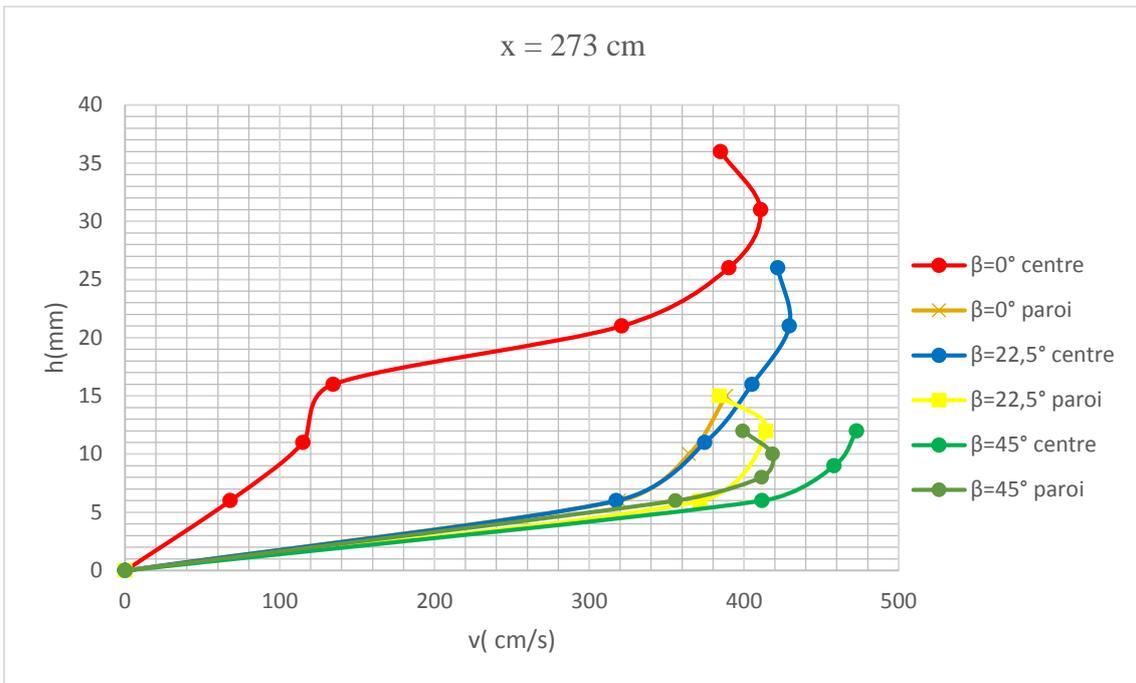


Figure 181. L'allure des vitesses au point M1 pour $\alpha=10^\circ$

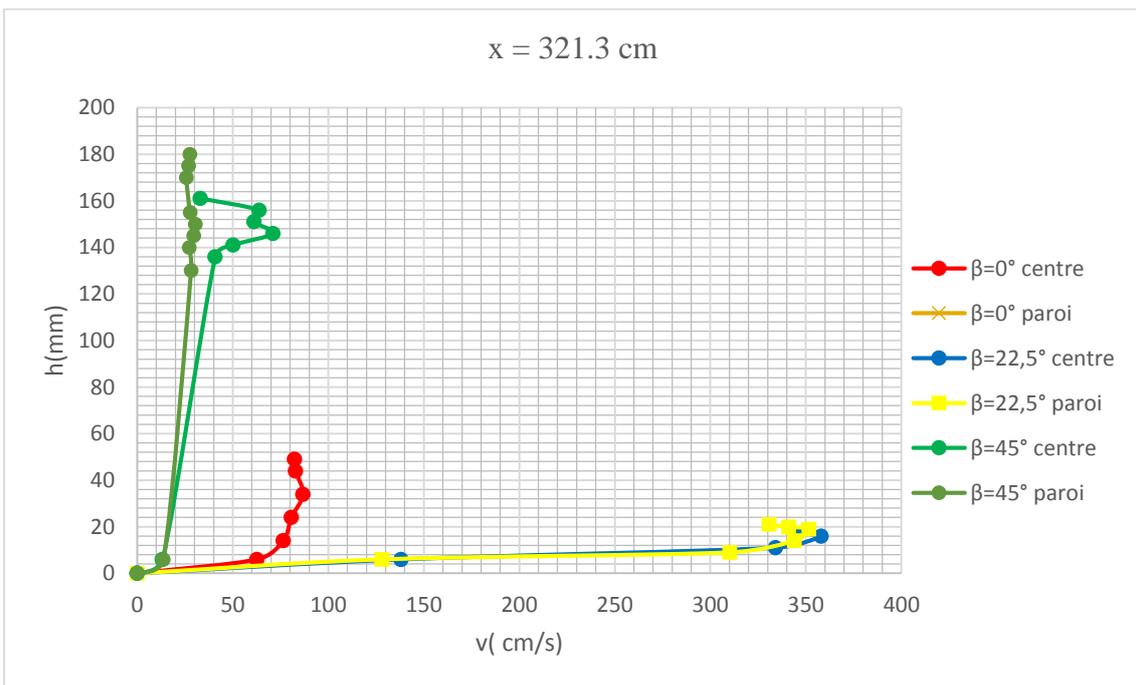


Figure 182. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=0^\circ$

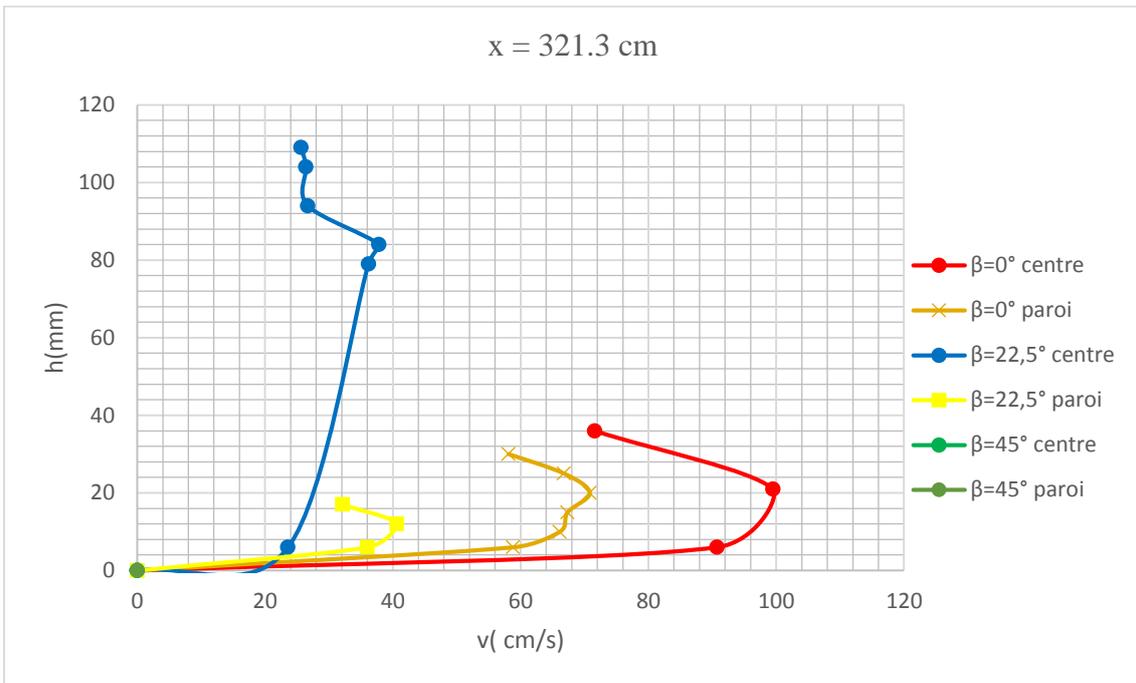


Figure 183. L'allure des vitesses au point M2 pour $\alpha=5^\circ$

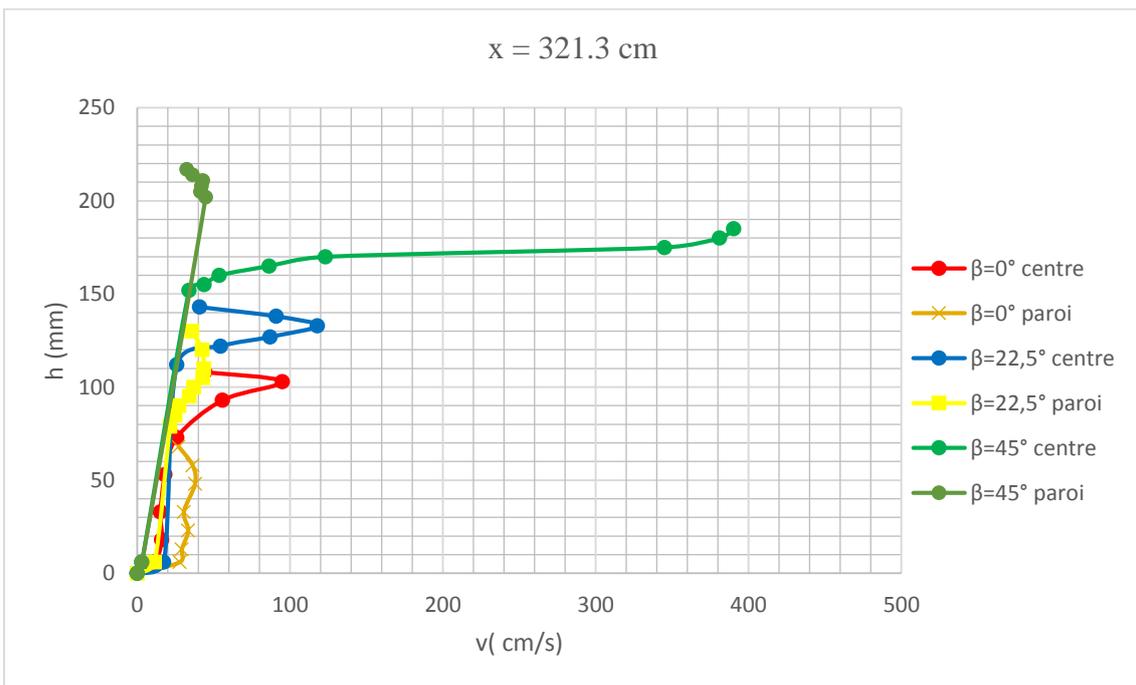


Figure 184. L'allure des vitesses au point M2 pour

3. Calcul de la dissipation d'énergie

L'énergie de chaque point est déterminée par la formule :

$$E_i = h_i + z_i + \frac{v^2}{2g}$$

Avec :

E_i : l'énergie (m)

h_i : la hauteur d'eau en ce point (m)

z_i : l'énergie potentielle de ce point (m)

g : la gravité (m/s²) avec $g = 9.81$ m/s²

v : la vitesse moyenne de ce point

Pour la vitesse moyenne on a pris la valeur $v = v_{0,4}$, i.e. du profil de la vitesse, on tire la vitesse qui correspond à 0.4 de la hauteur.

3.1. Résultats obtenus

Tableau 1. Taux de dissipation d'énergie à l'axe central pour Q_1

		h1 (mm)	h2 (mm)	V1 (cm/s)	V2 (cm/s)	Z1 (cm)	Z2 (cm)	E1 (m)	E2 (m)	$\Delta E/E1$ (%)
$\beta=0^\circ$	$\alpha=0^\circ$	6,7	1,56	17,2	43,1	185,0	185,0	1,919	1,875	2,3
	$\alpha=5^\circ$	5,12	1,5	42	46,62	161,2	157,3	1,672	1,599	4,4
	$\alpha=10^\circ$	1,2	3,93	68	49	137,6	129,7	1,412	1,349	4,5
$\beta=22,5^\circ$	$\alpha=0^\circ$	3,1	1,15	30,6	27	185,0	167,6	1,886	1,691	10,3
	$\alpha=5^\circ$	0,9	15,8	32	34	161,2	140,2	1,626	1,566	3,7
	$\alpha=10^\circ$	0,75	1,92	14	14	137,6	113,2	1,385	1,152	16,8
$\beta=45^\circ$	$\alpha=0^\circ$	1,43	1,26	42	18	185,0	152,8	1,873	1,543	17,7
	$\alpha=5^\circ$	0,95	5,38	56	34	161,2	126,4	1,638	1,323	19,2
	$\alpha=10^\circ$	0,79	15,48	33	12	137,6	100,4	1,390	1,159	16,6

Tableau 2. Taux de dissipation d'énergie à la paroi latérale pour Q_1

		h1 (mm)	h2 (mm)	V1 (cm/s)	V2 (cm/s)	Z1 (cm)	Z2 (cm)	E1 (m)	E2 (m)	$\Delta E/E1$ (%)
$\beta=0^\circ$	$\alpha=0^\circ$	5,5	1,55			185,0	185,0			
	$\alpha=5^\circ$	4,9	1,8			161,2	157,3			
	$\alpha=10^\circ$	2,89	2,04	102	28,5	137,6	129,7	1,458	1,322	9,4
$\beta=22,5^\circ$	$\alpha=0^\circ$	3,08	1,16	3	31,6	185,0	167,6	1,881	1,693	10,0
	$\alpha=5^\circ$	0,94	1,18	37	23,8	161,2	140,2	1,629	1,417	13,0
	$\alpha=10^\circ$	0,6	1,77	22	23	137,6	113,2	1,385	1,152	16,8
$\beta=45^\circ$	$\alpha=0^\circ$	1,06	5,95	34	18	185,0	152,8	1,866	1,590	14,8
	$\alpha=5^\circ$	0,75	6,94	37,8	14	161,2	126,4	1,627	1,334	18,0
	$\alpha=10^\circ$	0,95	11,02	46	15,3	137,6	100,4	1,396	1,115	20,2

Pour Q_1 , pour l'axe central et pour la pente $\beta=0^\circ$, plus la pente du canal augmente et plus la dissipation d'énergie est supérieure. La dissipation de l'énergie pour $\beta=0^\circ$, est la plus faible par rapport à $\beta=22,5^\circ$ et $\beta=45^\circ$, car dans ce cas les marches d'escalier jouent le rôle d'un obstacle.

Pour ($\beta=22,5^\circ$, $\alpha=5^\circ$), la dissipation de l'énergie est très faible. Dans ce cas, le jet tombe sur la cinquième marche à $x=293$ cm, il se crée un deuxième jet qui arrive au point M2 en accélération et donc l'énergie dans ce dernier n'est pas complètement dissipée dans le point de mesure M2.

Par contre pour la paroi latérale, on remarque que plus la pente du canal augmente et plus la dissipation d'énergie augmente.

Tableau 3. Taux de dissipation d'énergie à l'axe central pour Q_2

		h1 (mm)	h2 (mm)	V1 (cm/s)	V2 (cm/s)	Z1 (cm)	Z2 (cm)	E1 (m)	E2 (m)	$\Delta E/E1$ (%)
$\beta=0^\circ$	$\alpha=0^\circ$	8,3	3,18	29,7	60,6	185,0	185,0	1,937	1,901	1,9
	$\alpha=5^\circ$	1,9	4,6	100	90	161,2	157,3	1,682	1,660	1,3
	$\alpha=10^\circ$	1,37	13,45	273	30	137,6	129,7	1,770	1,436	18,8
$\beta=22,5^\circ$	$\alpha=0^\circ$	3,42	2,15	47,3	110	185,0	167,6	1,896	1,759	7,2
	$\alpha=5^\circ$	1,6	8,2	150	46,8	161,2	140,2	1,743	1,495	14,2
	$\alpha=10^\circ$	1,74	19,95	350	20	137,6	113,2	2,018	1,333	33,9
$\beta=45^\circ$	$\alpha=0^\circ$	2,6	10,3	88,5	31	185,0	152,8	1,916	1,636	14,6
	$\alpha=5^\circ$	1,6	15,65	319,4	18	161,2	126,4	2,148	1,422	33,8
	$\alpha=10^\circ$	1,65	23,7	420	20	137,6	100,4	2,292	1,243	45,8

Tableau 4. Taux de dissipation d'énergie à la paroi latérale pour Q_2

		h1 (mm)	h2 (mm)	V1 (cm/s)	V2 (cm/s)	Z1 (cm)	Z2 (cm)	E1 (m)	E2 (m)	$\Delta E/E1$ (%)
$\beta=0^\circ$	$\alpha=0^\circ$	8,03	2,82	0	0	185,0	185,0			
	$\alpha=5^\circ$	4,88	4,1	83	51,7	161,2	157,3	1,696	1,627	4,1
	$\alpha=10^\circ$	2,65	4	321	9,6	137,6	129,7	1,928	1,338	30,6
$\beta=22,5^\circ$	$\alpha=0^\circ$	3,98	2,9	48,1	92	185,0	167,6	1,902	1,748	8,1
	$\alpha=5^\circ$	2,28	4,4	114	30	161,2	140,2	1,701	1,451	14,7
	$\alpha=10^\circ$	1,68	8,4	135	15,7	137,6	113,2	1,486	1,217	18,1
$\beta=45^\circ$	$\alpha=0^\circ$	3,2	14,7	71,6	32,2	185,0	152,8	1,908	1,681	11,9
	$\alpha=5^\circ$	2,2	15,9	135	19,3	161,2	126,4	1,727	1,425	17,5
	$\alpha=10^\circ$	1,1	20,96	200	20	137,6	100,4	1,591	1,215	23,6

On remarque que le taux de dissipation d'énergie augmente en fonction de α et en fonction de β , c'est-à-dire si on fixe α et on fait varier β on aura une allure croissante et la même chose pour β , si on fixe β et on fait varier α on aura aussi une allure croissante.

Tableau 5. Le taux de dissipation d'énergie à l'axe central pour Q3

		h1 (mm)	h2 (mm)	V1 (cm/s)	V2 (cm/s)	Z1 (cm)	Z2 (cm)	E1 (m)	E2 (m)	$\Delta E/E1$ (%)
$\beta=0^\circ$	$\alpha=0^\circ$	98,3	43,3	36	76,1	185,0	185,0	1,955	1,923	1,64
	$\alpha=5^\circ$	36	65,5	111,7	125	161,2	157,3	1,712	1,718	-0,35
	$\alpha=10^\circ$	38,8	128	364,8	17,1	137,6	129,7	2,093	1,427	31,84
$\beta=22,5^\circ$	$\alpha=0^\circ$	98,3	43,3	87	310	185,0	167,6			-11,18
	$\alpha=5^\circ$	23,6	120	120	40	161,2	140,2	1,709	1,530	10,46
	$\alpha=10^\circ$	32	178	400,2	21,1	137,6	113,2	2,224	1,312	41,02
$\beta=45^\circ$	$\alpha=0^\circ$	40	75	102,6	39	185,0	152,8	1,944	1,611	17,11
	$\alpha=5^\circ$	21,3	221,5	362	15	161,2	126,4	2,301	1,486	35,41
	$\alpha=10^\circ$	20,8	267	400	25	137,6	100,4	2,212	1,274	42,43

Tableau 6. Le taux de dissipation d'énergie à la paroi latérale pour Q3

		h1 (mm)	h2 (mm)	V1 (cm/s)	V2 (cm/s)	Z1 (cm)	Z2 (cm)	E1 (m)	E2 (m)	$\Delta E/E1$ (%)
$\beta=0^\circ$	$\alpha=0^\circ$	93	40		72,6	185,0	185,0		1,917	
	$\alpha=5^\circ$	76	44,2	142	48	161,2	157,3	1,791	1,628	9,07
	$\alpha=10^\circ$	38,4	23,5	360	23,3	137,6	129,7	2,075	1,323	36,22
$\beta=22,5^\circ$	$\alpha=0^\circ$	45,5	32,8	71,6	306	185,0	167,6	1,922	2,186	-13,76
	$\alpha=5^\circ$	26,1	79	115	39,2	161,2	140,2	1,706	1,489	12,70
	$\alpha=10^\circ$	21	89	334,8	15,8	137,6	113,2	1,968	1,222	37,92
$\beta=45^\circ$	$\alpha=0^\circ$	44	157	95	37	185,0	152,8	1,940	1,692	12,76
	$\alpha=5^\circ$	43	184	310,7	24,5	161,2	126,4	2,147	1,451	32,43
	$\alpha=10^\circ$	21	213	439	18	137,6	100,4	2,379	1,218	48,80

On remarque que pour $\beta=0^\circ$, $\alpha=5^\circ$ au niveau du centre, il n'y a pas de dissipation d'énergie, mais une augmentation de cette dernière car il se crée un jet qui tombe sur le point M2 de mesure $M2=321,3$ cm, donc la vitesse dans ce point est très grande, donc l'énergie cinétique est grande, au niveau de la paroi le problème ne se pose pas car le jet est convergent.

Tableau 7. Le taux de dissipation d'énergie à l'axe central pour Q₄

		h1 (mm)	h2 (mm)	V1 (cm/s)	V2 (cm/s)	Z1 (cm)	Z2 (cm)	E1 (m)	E2 (m)	ΔE/E1 (%)
β=0°	α=0°	122,8	57,9	46,9	79,7	185,0	185,0	1,984	1,940	2,20
	α=5°	38,5	122,1	200	50	161,2	157,3	1,855	1,707	7,94
	α=10°	45,6	150,9	221,6	21,4	137,6	129,7	1,672	1,450	13,25
β=22,5°	α=0°	64,3	23,4	101,4	264	185,0	167,6	1,967	2,055	-4,47
	α=5°	25	213	356,3	20	161,2	140,2	2,284	1,617	29,20
	α=10°	75	175,6	420	21,9	137,6	113,2	2,350	1,310	44,27
β=45°	α=0°	53,1	36,5	428	18	185,0	152,8	2,837	1,567	44,78
	α=5°	28,8	221	418		161,2	126,4	2,532		
	α=10°	68,5	286	460	24,9	137,6	100,4	2,523	1,293	48,76

Tableau 8. Le taux de dissipation d'énergie à la paroi latérale pour Q₄

		h1 (mm)	h2 (mm)	V1 (cm/s)	V2 (cm/s)	Z1 (cm)	Z2 (cm)	E1 (m)	E2 (m)	ΔE/E1 (%)
β=0°	α=0°	117,3	56,4			185,0	185,0			
	α=5°	94,7	64,1	368	66	161,2	157,3	2,397	1,659	30,80
	α=10°	45,2	33,5	389	29,7	137,6	129,7	2,193	1,335	39,11
β=22,5°	α=0°	117,3	56,4	110	350	185,0	167,6			-16,1537
	α=5°	58	111	386	32	161,2	140,2	2,430	1,518	37,50
	α=10°	32,5	106	415	15,2	137,6	113,2	2,286	1,239	45,81
β=45°	α=0°	51	139,5	415	19,6	185,0	152,8	2,779	1,670	39,91
	α=5°	54	225	383		161,2	126,4	2,414		
	α=10°	28	218	420	20	137,6	100,4	2,303	1,224	46,87

Le taux d'énergie augmente peu pour une même valeur de α et une valeur de β plus grande, mais pour une même valeur de β et une valeur de α plus grande, le taux de dissipation augmente considérablement.

Le taux de dissipation atteint sa valeur maximale à $\beta=45^\circ$ et $\alpha=10^\circ$ grâce aux perturbations qui apparaissent au sein de l'écoulement pour ces deux pentes.

Le taux de dissipation au niveau de l'axe central n'est pas le même à celui de la paroi latérale car ce n'est pas les mêmes phénomènes qui se produit au niveau des deux axes.

On remarque qu'à partir de Q₃, $\beta=0^\circ$, $\alpha=22,5^\circ$ ne dissipe plus l'énergie, l'énergie augmente et cela dans le centre et aussi dans les parois.

4. Conclusion

Pour les quatre débits, on remarque qu'à chaque fois que β et/ou α augmente, la dissipation d'énergie augmente sauf pour des cas exceptionnel.

D'après ces taux de dissipation, on constate que la meilleure dissipation a eu lieu pour le débit Q_4 aux pentes $\alpha=10^\circ$ et $\beta=45^\circ$.

Conclusion générale

Prenons maintenant un certain recul face au travail que nous venons d'exposer afin de tirer les conclusions essentielles.

Vu la complexité du phénomène étudié, des nombreuses études ont porté et portent encore sur les écoulements dans les canaux en marches d'escalier et les canaux en transition convergente. Or celle-ci a pris en considération les deux structures simultanément.

Ce modeste travail a eu donc comme objectif d'analyser les écoulements dans un canal convergent avec une extension en marches d'escalier.

Lors de nos essais, nous avons pu extraire plusieurs conclusions importantes :

Pour un même débit, plus on augmente l'angle d'inclinaison du canal α , plus la hauteur d'eau diminue. Plus on augmente α et le débit, plus la vitesse à l'entrée du canal augmente et la hauteur du jet créée sera plus élevée sur une distance plus longue.

Il y a deux phénomènes qui gèrent le comportement de la ligne d'eau le long de notre dispositif, les fronts d'ondes provoqués par la transition convergente et l'onde de retour provoquée par le coursier en marches d'escalier à l'aval. L'effet des fronts d'onde est remarquable le long du canal dès l'entrée de la transition jusqu'à la fin du dispositif.

L'effet de l'onde de retour est remarquable que dans le deuxième canal prismatique, il ne dépasse jamais la sortie de la transition.

Plus on augmente le débit et l'angle d'inclinaison des marches β , plus l'effet de l'onde de retour devient moins apparent. Plus on augmente l'angle d'inclinaison α , plus l'onde de retour recule vers l'aval.

Les piques supérieurs ou inférieurs dans les allures de la ligne d'eau sont dus à la confrontation du front d'ondes.

Il y a une influence mutuelle entre le canal convergent et le canal en marches d'escalier, plus on augmente l'angle β , plus l'apparition des fronts d'ondes se multiplie, la forme convergente ou divergente du jet au-dessus des marches d'escalier est un résultat direct de ces fronts d'ondes causées par le canal convergent.

Pour un débit quelconque, chaque augmentation de β et/ou α engendre une augmentation du taux de dissipation d'énergie. Pour notre étude le cas qui correspond à un meilleur taux de dissipation d'énergie est celui de $\alpha = 10^\circ$ et $\beta = 45^\circ$.

Bibliographie

- Aurélien, S., 2012. « Etude de la dissipation d'énergie sur un coursier en marches d'escalier en aval d'un évacuateur de crue de type PKW, » Magister, Université de Liège, pp. 147.
- Benmamar, S., 2006. « Etude des écoulements dans les conduites à motifs périodiques. Application aux évacuateurs de crues, » Doctorat, Ecole Nationale Polytechnique, pp. 218.
- Berreksi, A., 1998. « Simulation des écoulements à surface libre dans des canaux à faible pente et à forte pente à géométrie variable, » Magister, Ecole Nationale Polytechnique, pp. 170.
- Berreksi, A., 2012. « Modélisation et simulation numérique des écoulements non permanents dans des canaux à ciel ouvert, » Doctorat, Ecole Nationale Polytechnique, pp. 148.
- Boes, R.M. & Hager W.H., 2003b. « Two-Phase Flow Characteristics of Stepped Spillways, » *Journal of hydraulic engineering ASCE*. Vol. 129, N°9, pp. 661-670.
- Chanson, H., 1995. « Hydraulic design of stepped cascades, channels, weirs and spillways, » Pergamon, Oxford, U.K, pp. 292.
- Chanson, H., 1994b. « Hydraulics of Nappe Flow Regime above Stepped Chutes and Spillways, » *Aust. Civil Engrg Trans., I.E.Aust.*, Vol. CE36, N°1, pp. 69-76.
- Chanson, H., 1994c. « Drag Reduction in Open Channel Flow by Aeration and Suspended Load, » *Journal of Hydraulic Research, IAHR*, Vol. 32, N°1, pp. 87-101.
- Chanson, H., 1994d. « Comparison of energy dissipation between nappe and skimming flow regimes on stepped chutes, » *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 32, N°2, pp. 213-219.
- Chanson, H., 1992. « Air Entrainment in Chutes and Spillways, » Research Report No. CE 133, Dept. of Civil Engineering, University of Queensland, Australia, Feb., pp. 85
- Chanson, H. 1994a. « Drag Reduction in Open Channel Flow by Aeration and Suspended Load, » *Jl of Hyd. Res., IAHR*, Vol. 32, No. 1, pp. 87-101
- Chanson, H., 1994. « Hydraulics of steeped spillways and cascades, » *Jl of Hyd. Engrg., ASCE*, Vol. 120, No. 6, pp. 779-782.
- Chanson, H., 1996. « Prediction of the transition nappe/skimming flow on a stepped channel, » *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 34, N°3, pp. 421-429.
- Chanson, H., 2001. « The Hydraulics of Stepped Chutes and Spillways, » Balkema, Lisse, The Netherlands, pp. 418
- Chanson, H., 2008. « Physical modeling, scale effects and self-similarity of stepped spillways flows, » Proc. World Environmental and Water Resources Congress 2008 Ahupua'a, ASCE-EWRI, 13-16 May, Hawaii, R.W. BADCOCK Jr and R. WALTON Eds., pp. 10.

Chanson, H. & Toombes L., 1997a. « Energy Dissipation in Stepped Waterway, » *F.M. Holly Jr. and A. Alsaffar (ed.) Proc. 27th IAHR Congress, Sa, Francisco, USA*, Vol. D, pp. 595-600.

Chanson H. & Toombes L. 1997b. « Flow Aeration at Stepped Cascades, » Research Report N° CE155, Dept. of Civil Engineering, University of Queensland, Australia, pp. 110.

Degoutte, G. « Aide mémoire d'hydraulique à surface libre », Université de Paris VI, ENGREF, pp. 26.

Felder, S & Chanson, H., 2014. « Air–water flows and free-surface profiles on a non - uniform stepped chute, » *Journal of Hydraulic Research*.

Haddad, S., 2001. « Etude expérimentale des écoulements torrentiels traversant des divergents et des convergents, » Magister, Département de Génie Rurale, Université des sciences et de la technologie de Blida, pp. 130.

Graf, W. H. & Altinaker, M., 1993. « Hydraulique fluvial (tome 1)- Ecoulement permanent uniforme et non uniforme, » Press polytechnique et universitaire romandes, pp. 261.

Hager, W. H. & Schleiss J. 2009. « Constructions Hydrauliques, Écoulements stationnaires, » Presses polytechniques et universitaires Romandes. Vol 15, pp. 597.

Kocaman, S & Cagatay, H.O., 2012. « The effect of lateral channel contraction on dam break flows: Laboratory experiment, » *Journal of Hydrology*, pp. 145-153.

Labyod, c & Kabouche, K., 1998. « La détermination expérimentale de la ligne d'eau d'un convergent symétrique et non symétrique, » Projet de fin d'étude, Ecole Nationale Polytechnique, pp. 111.

Ohtsu, I. & Yasuda, Y., 1997. « Characteristics of flow conditions on stepped channel, » *Proc., 27th IAHR Congress, F. M. Holly and A. Alsaffar, eds., San Francisco*, pp. 583-588.

Vazquez, J & Durfesne, M., 2012. « Hydraulique A Surface Libre, » Ecole nationale du génie de l'eau et de l'environnement de Strasbourg, pp. 104.